



Apport de la haute resolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D

Assemat Francois

► To cite this version:

Assemat Francois. Apport de la haute resolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D. Astrophysique [astro-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2004. Français. NNT : . tel-00009053v2

HAL Id: tel-00009053

<https://theses.hal.science/tel-00009053v2>

Submitted on 19 Apr 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

École Doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Ile de France

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI, PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité : ASTROPHYSIQUE ET INSTRUMENTATIONS ASSOCIÉES

par

FRANÇOIS ASSÉMAT

Apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines : imagerie, optique adaptative et spectroscopie 3D

Soutenue le 16 Décembre 2004 devant le jury composé de :

Patrick Boissé	Président
Denis Burgarella	Rapporteur
Roberto Ragazzoni	Rapporteur
Ray Sharples	Examineur
François Hammer	Directeur de thèse
Eric Gendron	Co-directeur de thèse

A mes parents

*When all things beautiful and bright
Sink in the night
Yet there is still something in my heart
That can find a way
To make a start
To turn up the signal
Wipe out the noise*

*Signal To Noise, **Peter Gabriel**
Album *Up*, Real World Records (2002)*

Remerciements

Ca y est, la soutenance est passée, me voila docteur en astrophysique, après trois années bien remplies. Un rêve d'enfant qui se réalise, mais qui ne s'est pas fait tout seul, beaucoup de gens m'ont tendu la main pour réaliser ce rêve, et il me paraît important de les remercier dans les lignes qui suivent.

Merci tout d'abord à François Hammer, mon directeur de thèse, et à Eric Gendron, mon co-directeur, pour leur encadrement durant ces trois années de thèse. Je peux honnêtement dire que j'ai tout appris à leur contact. François, merci pour m'avoir transmis tes connaissances sur les galaxies lointaines, domaine qui m'était plutôt obscur lorsque j'ai commencé cette thèse, et qui depuis s'est bien éclairci. Quand j'ai commencé cette thèse, les galaxies lointaines étaient les objets du ciel que je préférais, surtout pour des raisons esthétiques (ce qui est toujours le cas d'ailleurs). Aujourd'hui, grâce à toi, je connais un peu plus la physique qui est derrière, même si certaines subtilités m'échappent encore (mais je ne désespère pas). Et puis Eric, merci pour avoir accepté de répondre à mes questions quotidiennes (au moins) sur l'Optique Adaptative. S'il y a plusieurs choses que j'ai appréciées, c'est non seulement ta gentillesse, ta patience et ton sens de la pédagogie, tu n'as jamais hésité à me ré-expliquer certains points sur lesquels je bloquais. Mais c'est surtout pour toute la rigueur que j'ai acquise à ton contact que je voudrais te remercier. J'espère avoir un jour autant de sens physique que toi sur la turbulence et ses sornioiseries. Le temps nous a malheureusement manqué pour travailler ensemble sur le banc SESAME, mais j'espère que ce dernier tiendra toutes ses promesses.

Il me paraît également très important de remercier les membres de mon jury de thèse. Tout d'abord Denis Burgarella et Roberto Ragazzoni, pour avoir accepté d'être mes rapporteurs et d'endurer la lecture d'un nombre de pages conséquent (et auquel je ne pensais pas arriver lorsque j'ai commencé à rédiger), et aussi d'avoir pris le temps de rédiger et d'envoyer leurs rapports en temps et en heure. Ensuite Ray Sharples, qui a accepté de venir d'Angleterre pour me faire l'honneur d'être examinateur, et avec qui j'ai hâte de poursuivre mes recherches en Optique Adaptative au sein du groupe d'instrumentation de l'université de Durham. Enfin merci à Patrick Boissé pour avoir accepté de présider mon jury. Je voudrais d'ailleurs profiter de ces lignes pour exprimer ma reconnaissance à l'ancienne équipe pédagogique du DEA "Méthodes Instrumentales en Astrophysique et leurs Applications Spatiales", en particulier Pierre Encrenaz pour m'avoir accepté dans ce DEA, et aussi Joëlle Dhooge et Brigitte Raban pour leur gentillesse et leur disponibilité. Merci aussi à Bruno Sicardy, président de la commission des thèses en Astrophysique de l'université Paris VI, pour sa disponibilité lors de toutes mes questions sur les formalités administratives liées à la soutenance. Grâce à ses réponses, j'ai pu soutenir au moment que je souhaitais.

Une thèse ne se fait pas sans financement. Je voudrais donc remercier maintenant la Délégation Générale pour l'Armement pour m'avoir financé durant ces trois années. Je pense en particulier à tous mes collègues du département Optronique de la DGA qui m'ont informé des possibilités de financement offertes par la DGA dès mes premiers jours, alors que je commençais mon service national comme scientifique du contingent, et qui ont su soutenir mon dossier de bourse de thèse le moment

opportun.

J'ai aussi eu la chance de commencer cette thèse avec déjà un bon nombre de connaissances en Optique Adaptative. Ces connaissances, je les ai acquises au sein de l'équipe Imagerie haute Résolution du département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA, tout d'abord pendant mon stage de DEA puis ensuite pendant mon service national où mes responsables m'avaient permis de continuer à travailler quelques jours par semaine. Je voudrais donc dire ici un immense merci à toute l'équipe du DOTA, en particulier Vincent Michau, Gérard Rousset, Thierry Fusco et surtout Jean-Marc Conan. C'est grâce à Thierry et Jean-Marc que j'ai non seulement appris comment on pouvait corriger la turbulence, mais surtout comment on pouvait augmenter le champ sur lequel effectuer la correction grâce à l'Optique Adaptative Multiconjuguée. Jean-Marc a ensuite toujours été là pendant ces trois années pour répondre à mes différentes questions relatives à mon devenir professionnel. Merci donc pour tes conseils, ta disponibilité et ta gentillesse.

Enfin, il me paraît important de remercier les deux personnes qui ont été mes premiers contacts dans le monde de l'astronomie, et qui m'ont beaucoup conseillé dans le choix de mes études supérieures. Pierre Bourget, mon professeur de construction mécanique à l'époque où j'étais étudiant en BTS Génie Optique Photonique au lycée Fresnel, grâce à qui j'ai rencontré François Colas de l'IMCCE. Merci à vous deux pour avoir toujours répondu à mes questions lorsque je cherchais la meilleure voie pour faire des études en astronomie.

Je voulais donc d'abord dire merci à toutes ces personnes qui m'ont directement aidé à mener à bien mon projet. Mais je voudrais aussi remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées au quotidien à l'Observatoire, et qui m'ont aidé à passer ces trois années dans un environnement agréable.

Tout d'abord les autochtones du bâtiment Lyot¹, qui ont accepté pendant trois ans la présence d'un espion du GEPI dans les locaux du LESIA. Merci à vous tous d'avoir supporté mes sautes d'humeur, mon humour plus ou moins de bon goût, mon rire pour le moins expressif, ma musique (vous savez maintenant que Toto n'est pas synonyme de blagues mais de bonne musique, enfin c'est mon avis). Merci Geneviève, merci Marie pour votre gentillesse et votre écoute, merci aussi à Florence P. pour sa bonne humeur quotidienne au moment du déjeuner. Merci à mon pote Yann pour tous ses conseils avisés sur le fonctionnement de l'observatoire et sa formation accélérée sur les animations Powerpoint à J-7 avant la soutenance, et à mon pote Steve pour les soirées sympas à Paris autour d'un bon verre. Bon courage aux autres thésards du bâtiment : David, le prochain docteur sur la liste, fin politologue et jardinier à ses heures ; et Damien, notre expert dans la déconvolution d'images d'AGN. Bon courage enfin à Zoltan pour le développement de SESAME, et à François Lacombe, "l'oeil de Lynx" (par manip interposée) du bâtiment.

Merci aussi à tous les interférométristes de la table équatoriale. J'aurai une attention particulière pour Guy Perrin qui en plus d'être un scientifique de très haut niveau et d'avoir des qualités humaines indéniables (merci pour ta disponibilité et tes conseils), a aussi de très bons goûts musicaux. Merci donc à Guy pour m'avoir fait découvrir Rush (j'ai de quoi m'occuper avant d'arriver à rejouer leurs lignes de basse), et j'espère qu'on retournera ensemble au prochain concert d'Iron Maiden. Merci à Vincent Coudé du Foresto et Pierre Kervella, avec qui c'était toujours agréable de discuter, et tous les thésards de la table équatoriale : Julien, parti faire du surf sous les cieux du Mauna Kea ; Pascal, lui aussi parti outre-atlantique ; et puis Aglaë, Antoine, Sylvestre et Takayoki, avec qui j'ai eu plaisir à échanger des astuces en Yorick. Je voudrais aussi dire merci à Olivier Absil pour nos parties de tennis de table, j'espère un jour pouvoir enfin gagner un match contre lui en 3 sets d'affilée. Enfin, merci à

1. encore appelé "Département des objets non résolus"

mon pote Emmanuel Di Folco d'avoir soutenu un jour avant moi, et de m'avoir ainsi fait découvrir la télécommande Powerpoint sur port USB de Vincent Coudé du Foresto dont je me suis empressé de faire bon usage le lendemain.

Je souhaiterais aussi dire merci aux différentes personnes de l'équipe extragalactique du GEPI, en particulier Chantal Balkowski, avec qui j'ai toujours eu beaucoup de plaisir à parler, Véronique Cayatte, qui m'a énormément aidé pour tous les aspects simulation de l'Optique Adaptative couplée à la spectroscopie 3D, et puis aussi Pascale Jablonka. Merci aussi à Isaura Fuentes et Olivia Garrido pour les très bons moments passés ensemble, et tous leurs conseils sur la spectro 3D au moment de la rédaction de la thèse, et à Nicolas Gruel, pour m'avoir aidé à faire mes premiers pas sur les galaxies compactes. Enfin, je voudrais dire à Yanchun Liang et Xianzhong Zheng combien j'ai apprécié de collaborer avec eux. Cela a été un grand plaisir de travailler ensemble, j'ai vraiment apprécié leur gentillesse et leur patience, ainsi que les discussions bien sympathiques à la cantine. Nos travaux menés ensemble ont permis la publication de deux articles dans A&A, et je leur en suis très reconnaissant.

Toujours au GEPI, il me paraît important de remercier toutes les personnes du pôle instrumental avec lesquelles j'ai été amené à discuter lors de différentes occasions. Tout d'abord les membres de l'équipe FALCON : Fanny Chemla, Isabelle Guinouard, Pascal Jagourel, Philippe Laporte, Michel Marteau, Mathieu Puech (inspire-toi bien de ma thèse quand cela sera ton tour de rédiger), Frédéric Sayède, et Pascal Vola. Et puis aussi Daniel Baudouin, Bernard Servan et surtout David Horville pour le temps passé ensemble sur le simulateur de turbulence de SESAME.

Les réunions FALCON m'ont aussi donné l'occasion de rencontrer Norbert Hubin et Miska Le Louarn, du département d'Optique Adaptative de l'ESO. Qu'ils sachent tous deux combien j'apprécie leur vision pragmatique de l'Optique Adaptative. Ces mêmes réunions donnaient souvent l'occasion de rencontrer Frédéric Zamkotsian et Arnaud Liotard, de l'observatoire de Marseille. Discuter avec eux était toujours très intéressant, et je tiens à remercier Arnaud pour m'avoir fourni la décomposition sur les Zernike des fonctions d'influence du miroir OKO.

Et pour finir en beauté avec le GEPI, un immense merci à toute l'équipe administrative pour leur aide permanente. Merci donc à Jacqueline Pluet, à Laetitia Rubaud pour m'avoir fait découvrir les subtilités des commandes de matériel, et surtout merci à Sabine Kimmel pour sa gentillesse et sa disponibilité durant ces trois années, et en particulier son aide au moment de la soutenance, notamment pour l'organisation du pot de thèse.

Enfin merci à toutes les autres personnes que j'ai eu plaisir à rencontrer durant ces trois années. D'abord les danseuses et danseurs de Salsa de l'obs : Isabelle J., Sandra, Florence H. (que je remercie aussi pour tous ses conseils en Latex), Quynh-Nhu, Vincent L., Pierre et Bernard. Ensuite Sébastien B. et Vincent G., merci pour les bons moments passés ensemble à la salle de musique (c'est décidé, je reprends des cours de basse dès que possible). Audrey, de retour à l'obs après ses deux années au Chili, merci pour ton amitié depuis le DEA et pour toutes nos discussions sur les choses de la vie. Et puis dans le désordre le plus total : Olga, Aurélie L., Aurélie S., Sophie, Baptiste, Moncef, Vincent, Fred, et je dois en oublier...

Merci à mes amis pour avoir été présent et m'avoir soutenu pendant ces trois ans de thèse et même bien avant : Seb, Guillaume (merci à vous deux d'avoir fait exprès le déplacement de province pour assister à la soutenance et fêter ensuite l'évènement) et Cecile, Bertrand, Xavier et leurs parents, Xavier, Laurence et leurs parents, Benoît et Cathy, Julien et Virginie, Fred et Cecile, Steph (grand guitariste avec qui j'espère avoir l'occasion de faire un jour le boeuf), Jérôme, José, Guillaume et Cecile, Brice et

Caroline. *Muchas gracias* à Fernando et Irina pour toutes les chouettes soirées *latino* passées en votre compagnie à la maison du Mexique. Et merci aussi à Elisa.

Enfin, le dernier soutien, et de loin le plus important, a été celui de ma famille. Merci Maman, merci Patrice, merci Marie-Laure, et merci Xavier et Houda pour avoir toujours été là quand j'en avais besoin, et pour avoir m'avoir soutenu depuis l'âge de 8 ans. Je vous suis très reconnaissant de m'avoir encouragé depuis le moment où je vous ai dit, après avoir lu mon premier livre d'astronomie, que je voulais en faire mon métier. Je voudrais aussi remercier mon parrain, Benoît, et sa femme, Brigitte, qui m'ont aussi toujours beaucoup encouragé.

Pour finir ces remerciements, il y a deux personnes qui ne sont plus là et à qui je voudrais rendre hommage.

La première personne est mon grand-père, grâce à qui ma passion pour l'astronomie s'est déclenchée il y a plus de vingt ans. En nous promenant dans les rues de Rouen pendant les vacances de Pâques en 1984, nous étions passés à côté d'une librairie, et j'avais aperçu dans la vitrine un livre avec le mot *Astronomie* marqué sur la couverture. Je trouvais que le mot sonnait bien, mon grand-père m'a offert le livre, je me rappelle l'avoir dévoré le soir même, et j'ai alors su à ce moment-là ce que je voulais faire de ma vie.

La deuxième personne est quelqu'un qui me manque énormément depuis quatre ans. Cette personne, c'est mon père, Jean-Louis Assémat, malheureusement décédé en janvier 2001. Papa était physicien de formation, et je pense qu'il a beaucoup contribué à mon goût pour les sciences. Il a toujours été à mes côtés, que cela soit pour se lever à 3h du matin pour m'accompagner photographier une éclipse de Lune ou en tolérant la présence d'un télescope occupant la moitié du coffre de la voiture pendant les grandes vacances. Ses conseils et sa présence m'ont beaucoup manqué pendant ces trois années, et je sais qu'il aurait vraiment aimé être là le jour de la soutenance. Cette thèse lui est donc dédiée.

Résumé

Cette thèse se place dans le contexte de l'étude des galaxies lointaines, études nécessaires à la compréhension des mécanismes de formation des galaxies.

La mise en service du télescope spatial Hubble a permis d'obtenir des images à haute résolution spatiale de ces galaxies, donnant ainsi des premiers indices sur leur morphologie. En complément, l'installation de télescopes au sol de la classe des 8-10 mètres tels que le Very Large Telescope (VLT) européen a permis d'effectuer la spectroscopie de ces objets. Toutes ces données montrent que l'univers a connu un pic de formation stellaire il y a environ 8-10 milliards d'années, formation qui a chuté depuis.

La première partie de ce manuscrit est consacrée à l'étude de la morphologie des galaxies lointaines, à l'aide d'images obtenues avec le télescope spatial Hubble. Le travail présenté porte en particulier sur deux populations de galaxies responsables du déclin de la formation stellaire évoqué plus haut : les *galaxies compactes lumineuses* (LCG) et les *galaxies lumineuses dans l'infrarouge* (LIRG). Ces études ont notamment permis d'établir une séquence pouvant servir de base à un scénario de formation d'une partie des galaxies de l'univers local. Des études complémentaires ont aussi montré le besoin d'une haute résolution spectrale pour déterminer avec précision le taux de formation stellaire des galaxies lointaines.

La deuxième partie est consacrée à l'étude de **FALCON**, un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le VLT alliant haute résolution spatiale *et* spectrale. L'objectif de FALCON est de fournir l'information dynamique sur les galaxies lointaines avec une résolution spatiale de 0.25 arcsec et un rapport signal-sur-bruit suffisant. Ceci nécessite d'utiliser l'Optique Adaptative pour compenser en temps-réel la dégradation des images due à la turbulence. Afin de s'affranchir de l'anisoplanétisme propre à cette technique, FALCON utilisera des techniques de tomographie consistant à corriger le front d'onde issu de la galaxie dont on souhaite déterminer la dynamique en combinant les mesures de front d'onde sur des étoiles hors-axe qui l'entourent. Le système d'Optique Adaptative a d'abord été intensivement étudié de manière théorique. Puis le développement d'un code de simulation numérique a alors permis d'établir des premières performances d'un tel système sur le ciel.

Mots-Clés : *FORMATION DES GALAXIES ; GALAXIES LOINTAINES ; MORPHOLOGIE DES GALAXIES ; SPECTROSCOPIE 3D ; INSTRUMENTATION ASTRONOMIQUE ; IMAGERIE A HAUTE RESOLUTION ; OPTIQUE ADAPTATIVE ; ANISOPLANETISME*

Abstract

The PhD work presented here is related to the study of distant galaxies, whose studies are required to understand the mechanisms responsables of galaxy formation.

The Hubble Space Telescope has allowed to provide high-resolution images of distant galaxies, thus giving first clues about their morphology. In addition, the 8-10 meters telescopes like the european Very Large Telescope (VLT) located at the ground have given spectroscopic informations about these objects. The combination of all these data shows that there was a burst of star formation in the universe some 8-10 billions years ago, which has since declined.

The first part of this thesis deals with morphological studies of distant galaxies from Hubble Space Telescope images. Two galaxy's populations were analysed: *luminous compact galaxies* (LCG) and *luminous infrared galaxies* (LIRG), which are both responsible of the star formation decline shown before. Those studies have allowed to build a sequence who could give a scenario of the formation of some galaxies in today's universe. Additional studies have also shown the requirement of a high spectral resolution to compute precise star formation rates in distant galaxies.

The second part of this thesis is related to the study of **FALCON**, a project of new generation spectrograph for the VLT, who will provide high angular *and* spectral resolution. FALCON's goal is to get the dynamical information of distant galaxies with a spatial resolution of 0.25 arcsec with a sufficient signal-to-noise ratio. This requires to use Adaptive Optics to compensate in real-time for image degradation due to atmospheric turbulence. In order to not suffer from anisoplanatism, FALCON will use atmospheric tomography. This consists in combining measurements from off-axis wavefront-sensors around the galaxy to correct its wavefront by using a deformable mirror, so that its dynamic can be measured. The adaptive optics system has first been studied theoritically. Then the development of a simulation tool has allowed to compute some first performances of such a system on the sky.

Keywords : GALAXY FORMATION ; GALAXY MORPHOLOGY ; 3D SPECTROSCOPY ; ASTRONOMICAL INSTRUMENTATION ; HIGH-RESOLUTION IMAGING ; ADAPTIVE OPTICS ; ANISOPLANATISM

Table des matières

I	Etude de l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$	21
1	La formation des galaxies : introduction	23
1.1	Un peu d'histoire	23
1.2	Rappels de cosmologie	25
1.3	Les deux modèles de formation des galaxies	29
1.4	Les observables en astrophysique	30
1.4.1	Images	31
1.4.2	Spectres	31
1.4.3	Propriétés des systèmes photométriques	32
1.5	Conclusion	34
2	Propriétés des galaxies locales	35
2.1	Classification morphologique des galaxies	35
2.1.1	La séquence de Hubble	36
2.1.2	Classification révisée de De Vaucouleurs	36
2.1.3	Autres systèmes	38
2.2	Propriétés des galaxies dans la séquence de Hubble	39
2.2.1	Propriétés photométriques	40
2.2.2	Propriétés spectroscopiques	42
2.2.3	Propriétés dynamiques	46
2.3	Conclusion	48
3	Résultats	51
3.1	Les résultats précédents	51
3.1.1	Les difficultés liées à l'observation des galaxies lointaines	51
3.1.2	Les résultats des relevés profonds	53
3.2	Classification automatique des galaxies	62
3.2.1	Les différentes méthodes	62
3.2.2	Décomposition bulbe-disque : utilisation du logiciel GIM2D	63
3.2.3	Résultats en sortie de GIM2D	70
3.2.4	Validation et limitations de GIM2D	71
3.3	Histoire de la formation stellaire depuis $z \approx 1$	73
3.4	Etude des galaxies compactes	75
3.4.1	Présentation	75
3.4.2	Résultats	77
3.4.3	Influence de la résolution angulaire	86
3.4.4	Conclusions	90
3.5	Morphologie et couleur des LIRGs	91
3.5.1	Présentation	91

3.5.2	Résultats	93
3.5.3	Couleur centrale et concentration	95
3.5.4	Conclusion	98
3.6	La nécessité d'une bonne résolution spectrale	100
3.6.1	Introduction	100
3.6.2	Résultats	101
3.6.3	Conclusion	105
3.7	Conclusion et Perspectives	106

II FALCON : un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le VLT111

1	Pourquoi FALCON ?	113
1.1	Introduction	113
1.2	Principe de la spectroscopie par intégrale de champ	114
1.3	Une limitation essentielle : la résolution angulaire	117
1.4	Spécifications de FALCON	118
1.5	La nécessité de l'Optique Adaptative	120
1.6	Gain apporté par l'optique adaptative	123
1.6.1	Introduction	123
1.6.2	Principe des simulations	125
1.6.3	Résultats	136
1.6.4	Conclusion	149
1.7	Le besoin d'observation sur un grand champ	150
1.8	Conclusion	150
2	Images et turbulence atmosphérique	153
2.1	Propriétés de la phase turbulente	153
2.1.1	Propriétés statistiques de la phase turbulente	153
2.1.2	L'anisoplanétisme	159
2.1.3	Décomposition modale de la phase turbulente	160
2.1.4	Conclusion	171
2.2	Caractérisation d'une image longue pose	172
2.2.1	Caractéristique de la FEP longue pose	172
2.2.2	La relation objet-image	174
2.2.3	Influence de l'échelle externe sur la résolution angulaire et le couplage	175
2.3	Conclusion	178
3	L'Optique Adaptative classique	181
3.1	Les éléments d'un système d'OA	182
3.1.1	L'analyseur de surface d'onde	182
3.1.2	Le miroir déformable	190
3.1.3	La boucle d'asservissement et la commande	192
3.2	Reconstruction spatiale du front d'onde	194
3.2.1	Cas particulier : reconstruction des polynômes de Zernike	196
3.3	Caractéristiques de la FEP corrigée par OA	197
3.4	Limitations de l'OA classique	203
3.5	Conclusion	205

4	Augmentation du champ de correction en Optique Adaptative	207
4.1	Introduction	207
4.2	Reconstruction de la phase dans le volume : la tomographie	207
4.2.1	Principe général	207
4.2.2	L'approche "star-oriented"	209
4.2.3	L'approche "layer-oriented"	211
4.3	Application : l'Optique Adaptative Multiconjuguée	214
4.4	Conclusion	218
5	Le système d'OA de FALCON : principe et simulation	219
5.1	Introduction	219
5.2	Principe du système d'OA de FALCON	220
5.2.1	Plusieurs objets, plusieurs systèmes d'OA	220
5.2.2	Reconstruction optimale de la phase sur axe.	225
5.3	Simulation de l'OA de FALCON	235
5.3.1	Introduction : éléments du code	235
5.3.2	Simulation de l'atmosphère turbulente	236
5.3.3	Position des étoiles d'analyse dans le champ	237
5.3.4	Calcul de la matrice de reconstruction W_{opt}	237
5.3.5	Simulation de l'analyse et de la correction	239
5.3.6	Phase résiduelle et simulation de la FEP	239
5.3.7	Validation du logiciel	240
5.4	Etude de la reconstruction	241
5.4.1	Introduction	241
5.4.2	Sensibilité à l'échelle externe	243
5.4.3	Sensibilité au profil de turbulence	245
5.4.4	Sensibilité au bruit de mesure	248
5.4.5	Conclusion	250
5.5	Un cas réaliste : tomographie, Hartmann et miroir déformable	251
5.5.1	Passage par la base des polynômes de Zernike	252
5.5.2	Calculs en restant dans la base du miroir	256
5.6	Conclusion	271
6	Le système d'OA de FALCON : performances	277
6.1	Présentation de l'étude	277
6.2	Statistiques stellaires, comptage d'étoiles	278
6.2.1	Simulation numériques de champs stellaires	280
6.2.2	Distances des plus proches étoiles	282
6.3	Couverture de ciel : définition d'un critère	288
6.4	Conditions de turbulence	290
6.5	Caractéristiques des composants du système d'OA	291
6.6	Résultats	296
6.6.1	Champs étudiés	296
6.6.2	Performances pour des conditions atmosphériques médianes	296
6.6.3	Conséquences de la variabilité des conditions atmosphériques	305
6.6.4	Discussion et comparaison avec des données réelles	308
6.7	Résultats pour un critère absolu	312
6.8	Conclusion	314

III	Annexes	321
A	Simulation numérique de la phase turbulente	323
A.1	Introduction	323
A.2	Les méthodes utilisées	323
A.2.1	L'approche Zernike	323
A.2.2	L'approche Fourier	325
A.3	Une nouvelle méthode de génération de la phase turbulente	328
A.3.1	Principe de la méthode	328
A.3.2	Développements mathématiques	329
A.3.3	Résultats	332
A.3.4	Avantages et limitations de la méthode et conclusion	334
A.4	Conclusion	335
B	Compléments sur la fonction de structure de phase	337
B.1	Introduction	337
B.2	Calcul des covariances des dérivées horizontales de la phase	337
B.3	Calcul des covariances des dérivées verticales de la phase	338
B.4	Calcul des covariances des dérivées horizontales et verticales	339
B.5	Calcul de la covariance des pentes horizontales et de la phase	339
B.6	Calcul de la covariance des pentes verticales et de la phase	340
C	Articles publiés dans des revues à comité de lecture	343

Introduction

A long time ago, in a galaxy far, far away...

Que le lecteur se rassure, je n'ai pas l'ambition d'écrire dans les pages qui suivent le scénario d'un film de science-fiction, d'autres s'y sont déjà essayés auparavant et l'ont d'ailleurs fait beaucoup mieux que moi. De plus, je ne voudrais pas tenir en haleine les personnes qui liront ce manuscrit pendant plus de vingt ans avant de leur livrer la première partie.

La phrase en entrée de cette introduction est en fait liée au travail de thèse que j'ai effectué durant ces trois dernières années au sein du laboratoire GEPI de l'observatoire de Paris-Meudon, sous la direction de François Hammer et Eric Gendron. Ce travail, que je vais décrire dans les pages qui suivent, avait pour objet l'étude des *galaxies lointaines*. Par *galaxies lointaines*, j'entends des galaxies qui ont émis leur lumière jusqu'à des époques où l'univers avait un âge inférieur à la moitié de son âge actuel. Pourquoi étudier de tels objets ? Il se trouve qu'aujourd'hui encore, les mécanismes régissant la formation des galaxies comme celles que l'on observe dans l'univers local sont mal connus. En observant les galaxies lointaines, on est capable de remonter le temps, et on peut ainsi tester différents modèles de formation.

Les galaxies que l'on observe dans l'univers local présentent en effet des formes bien régulières, qui ont alors permis de les classer selon leur forme (couramment appelée *morphologie*) dans la *séquence de Hubble*. Mais la vision de l'univers lointain contraste fortement avec celle de l'univers local, les galaxies lointaines présentant des formes souvent beaucoup plus irrégulières. Aujourd'hui encore, il est difficile d'expliquer des différences si marquées.

Nos connaissances sur les galaxies lointaines sont très récentes, datant au plus d'une vingtaine d'années, notamment grâce au développement de récepteurs opto-électroniques de plus en plus sensibles et à la mise en service de télescopes avec une surface collectrice de plus en plus grande. Une information a cependant manqué cruellement jusqu'au début des années 1990, à savoir la morphologie de ces galaxies. Ces galaxies ont en effet un diamètre apparent très faible, inférieur à quelques secondes d'arc. La lumière de ces galaxies, après avoir voyagé pendant des milliards d'années, n'a ensuite pas d'autre choix que celui de traverser l'atmosphère terrestre située au dessus des télescopes qui guettent son moindre photon. Cette dernière a malheureusement le mauvais goût d'être *turbulente*. L'onde lumineuse, qui a voyagé plane jusqu'à la Terre, ressort donc toute cabossée après les derniers millièmes de seconde correspondant à la traversée de l'atmosphère. Ceci a une conséquence sur la résolution angulaire des télescopes au sol : au lieu d'être limitée par la diffraction, la résolution angulaire est limitée par la turbulence atmosphérique. Il est donc quasi-impossible d'arriver à discerner des détails dans l'image d'une galaxie lointaine obtenue au sol. Ceci a motivé la mise en service du télescope spatial Hubble qui, en ne subissant pas les effets de la turbulence atmosphérique, a enfin permis d'obtenir des images à haute résolution spatiale de ces objets. En complément, la spectroscopie systématique de ces objets au sol a permis non seulement de mesurer leur distance, mais aussi de mesurer l'évolution du

taux de formation stellaire en fonction de l'âge de l'univers.

La première partie de cette thèse est donc consacrée à l'évolution des galaxies depuis 8-9 milliards d'années, à une époque où l'univers a connu un pic de formation stellaire, formation qui a chuté depuis. Je m'y intéresse surtout à l'analyse morphologique des galaxies. En effet, la morphologie d'une galaxie ne traduit pas seulement des critères esthétiques, mais surtout des propriétés *physiques* qui lui sont propres. Après quelques notions sur les différents scénarii de formation des galaxies, j'insisterai sur les propriétés des galaxies de l'univers local, pour pouvoir ensuite les comparer aux propriétés des galaxies de l'univers lointain et ainsi mettre en évidence des phénomènes d'évolution. Je m'intéresserai en particulier dans le dernier chapitre à deux populations de galaxies qui ont été imagées avec une haute résolution *spatiale* par le télescope spatial Hubble, et qui sont les responsables de la chute de la formation stellaire évoquée plus haut. Les résultats obtenus sur une de ces populations ont fait l'objet d'une publication dans la revue à comité de lecture *Astronomy and Astrophysics*. Enfin, l'analyse morphologique d'un autre échantillon de galaxies également étudié du point de vue spectroscopique montrera l'obligation d'une haute résolution *spectrale* pour l'étude des galaxies lointaines, résultats qui ont eux aussi donné lieu à une publication dans *Astronomy and Astrophysics*.

Le besoin d'une haute résolution spatiale *et* spectrale a motivé la seconde partie, qui est l'étude de l'instrument **FALCON**, projet de spectrographe de nouvelle génération pour le *Very Large Telescope* européen tout spécialement dédié à l'étude des galaxies lointaines. L'objet de FALCON est de fournir l'information *dynamique* sur ces objets, information encore peu fréquente aujourd'hui, et qui permet de mieux expliquer la distribution du gaz et de la masse dans les galaxies, et ainsi de mieux comprendre les mécanismes de formation stellaire qui y ont lieu. Cela nécessite par contre de s'affranchir des dégradations de la résolution angulaire dues à la turbulence atmosphérique. FALCON utilisera donc l'*Optique Adaptative*, technique dont le but est de redonner aux télescopes au sol leur résolution angulaire théorique en mesurant et en corrigeant en temps-réel la déformation des ondes lumineuses après traversée de l'atmosphère. La deuxième partie est donc consacrée intensivement au système d'Optique Adaptative qui équipera FALCON. Je montrerai tout d'abord le gain en rapport signal-à-bruit spectroscopique apporté par un tel système. Celui-ci sera ensuite étudié de manière théorique, en particulier dans la manière d'effectuer la correction, ce qui a d'ailleurs motivé un nouveau concept instrumental. Une telle étude a nécessité le développement d'un code complet de simulation numérique de ce système. Ce code a alors permis d'obtenir des résultats préliminaires sur les performances attendues de ce système, qui ont fait l'objet d'une étude système menée dans le cadre d'un contrat signé avec l'*European Southern Observatory*, contrat en rapport avec les études d'instruments de génération future pour le *Very Large Telescope*.

Première partie

Etude de l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$

Chapitre 1

La formation des galaxies : introduction

Le but de ce chapitre est de situer rapidement cette thèse dans le contexte de l'astrophysique actuelle. Je commence par résumer les faits historiques qui ont abouti à la compréhension de notre place dans l'univers, en expliquant en particulier comment l'observation des galaxies y a contribué. Je poursuis par quelques rappels de cosmologie afin d'introduire des grandeurs physiques qui seront souvent utilisées dans cette thèse. A la suite de cela je présente les deux grands modèles de formation des galaxies qui dominent l'astrophysique actuelle. Pour finir, je présente les deux grandeurs observables qui ont été étudiées dans cette thèse : les images et les spectres dans le domaine des longueurs d'onde optiques.

1.1 Un peu d'histoire

Bien que l'astronomie soit la plus ancienne des sciences, la conscience de notre place dans l'univers n'est que très récente. Il a fallu attendre le début du vingtième siècle avec l'avènement des grands télescopes et des progrès théoriques pour commencer à avoir une idée précise de la structure de l'univers.

Jusqu'à ce moment là, les objets du système solaire (planètes et comètes) avaient surtout été étudiés, et les astronomes s'étaient en particulier intéressés à déterminer les équations de leurs mouvements. Beaucoup d'objets fixes dans le ciel avec un aspect nébuleux avaient été catalogués, ceci pour ne pas les confondre avec de nouvelles comètes (les catalogues les plus célèbres sont ceux de l'astronome français *Charles Messier* et le *New General Catalogue of Nebulae and Clusters of Stars* de l'astronome anglais *John Dreyer*). Mais deux questions se posaient : quelle était la nature exacte de ces objets, et appartenaient-ils ou non à notre galaxie ?

La spectroscopie avait apporté des réponses à la première question, en prouvant que certains de ces objets étaient des nuages de gaz qui appartenaient à notre galaxie. Mais d'autres objets en forme de spirale et communément appelés *nébuleuses spirales* avaient souvent été catalogués. La deuxième question, dont l'objet principal était de savoir si ces objets étaient ou non situés à l'extérieur de notre galaxie, restait le sujet de nombreuses controverses, et fut l'objet principal du *Great Debate* entre Shapley et Curtis en 1920. Curtis affirmait que les nébuleuses spirales étaient des galaxies comme la nôtre (couramment appelée la " *Voie Lactée* ") et qu'elles peuplaient l'univers. Shapley, au contraire, affirmait que l'univers n'était composé que de notre seule galaxie et que les nébuleuses spirales en faisaient partie.

La réponse à cette question fut apportée par *Edwin Hubble* en 1925 qui observa avec le télescope de 2.54 mètres du Mont Wilson des étoiles variables de type Céphéides dans *M31*, la *grande galaxie d'Andromède*. Henrietta Lewitt avait montré en 1912 que la période de ces étoiles était directement

reliée à leur luminosité. La luminosité des Céphéides observées par Hubble était telle qu'il en conclut que M31 était non seulement située en dehors de notre galaxie, mais que surtout elle était aussi, ainsi que toutes les nébuleuses spirales, une galaxie spirale semblable à la notre.

La deuxième grande contribution de Hubble fut en cosmologie : il observa en 1929 sur un échantillon de galaxies proches que toutes ces galaxies s'éloignaient de notre galaxie, avec une vitesse proportionnelle à leur distance, dans un mouvement d'expansion uniforme. Ceci a été la première grande découverte de la cosmologie observationnelle moderne. En effet, Einstein avait découvert en 1915 la théorie de la *Relativité Générale*, qui permet de décrire la structure à grande échelle de l'univers et donc de construire des modèles d'univers. Les premiers modèles trouvés par Einstein à partir de ses équations étaient instables, aussi il décida d'y introduire la *constante cosmologique* (notée Λ) qui symbolise une force répulsive aux grandes échelles et qui permet alors d'arriver à des modèles d'univers stables. Mais quelques années plus tard, Friedman a montré qu'il était malgré tout possible de trouver des solutions aux équations de la Relativité Générale y compris pour des modèles d'univers en expansion. Ces travaux furent repris en 1927 par Lemaître qui émit de plus l'idée d'un "atome primordial". Aussi la combinaison de l'observation de Hubble et de tous ces travaux théoriques fut à la base de la théorie d'un univers en expansion, la théorie du "*Big Bang*", dont la confirmation observationnelle fut apportée par la découverte du *fond diffus cosmologique* par Penzias et Wilson en 1965.

L'éclosion de la technologie au 20^e siècle a permis la construction de télescopes de plus en plus grands, jusqu'à des diamètres de 5-6 mètres. Ces télescopes ont notamment permis de bien comprendre la structure de l'univers local. Ainsi la Voie Lactée est une galaxie d'environ $30kpc^{1,2}$ de diamètre. Elle appartient au *Groupe Local*, groupe d'une trentaine de galaxies dont la galaxie d'Andromède et M33, et a une dimension de l'ordre de 2 Mpc. Le *Groupe Local* fait lui-même partie du *Superamas Local*, dominé par l'amas de la Vierge (situé à environ 80 millions d'années lumières) et qui contient aussi d'autres amas de galaxies comme celui de Pegase ou de Persée.

Les années 1980 virent le développement de photorécepteurs électroniques de plus en plus sensibles, et les années 1990 l'apparition de très grands télescopes de nouvelle génération tels que le *Very Large Telescope* européen (4 télescopes de 8 mètres de diamètre) ou les deux télescopes *Keck* américains (miroir segmenté hexagonal de 10 mètres de diamètre). Ces nouveaux télescopes combinés à une instrumentation performante permirent d'observer des galaxies de plus en plus lointaines, de plus en plus faibles et dont la lumière a été émise à des instants de plus en plus proches de la naissance de l'univers. La mise en service du télescope spatial *Hubble* en 1990 a encore permis de repousser plus loin les limites observationnelles, en s'affranchissant de la dégradation de la résolution spatiale des télescopes au sol due à la turbulence atmosphérique.

Tous ces télescopes géants ont été et sont encore utilisés pour effectuer des relevés profonds, permettant d'avoir accès à la structure à grande échelle de l'univers. Ces relevés ont montré que les galaxies se distribuent selon une topologie analogue à une structure en éponge dont elles occupent les parois, alors que le reste ne montre aucune composante lumineuse.

Nous avons donc vu que les galaxies sont en quelque sorte les *briques de l'Univers* car elles révèlent sa structure à grande échelle, et que leur compréhension est indispensable à la compréhension de l'univers dans son ensemble. Mais comme je le montrerai un peu plus loin, aujourd'hui encore, les mécanismes de formation des galaxies restent très mal connus, et ce malgré tous les progrès des dis-

1. Le parsec (noté *pc*) définit la distance pour laquelle 1 seconde d'arc sous-tend une unité astronomique. Un parsec vaut environ 3.26 années lumières

2. Dans cette thèse, j'utiliserai le point décimal et non pas la virgule décimale pour représenter les nombres décimaux

positifs observationnels.

1.2 Rappels de cosmologie

Les galaxies sont à peu près immobiles par rapport au cadre que constitue l'Univers. Mais comme nous l'avons vu précédemment, ce cadre n'est ni rigide, ni statique : l'univers est en **expansion**, et c'est cette expansion que Hubble a découvert en observant que toutes les galaxies s'éloignent les unes des autres. En fait, la grandeur mesurable est la vitesse d'éloignement (ou de rapprochement) d'une galaxie par rapport à nous, et plus précisément sa composante radiale. Les lois de propagation du rayonnement énoncent en effet qu'un rayonnement est reçu avec une longueur d'onde λ_{obs} différente de sa longueur d'onde d'émission λ_{em} si la source est en mouvement (*effet Doppler*). La spectroscopie permet de mesurer la longueur d'onde observée λ_{obs} , tandis que les lois de la physique (en général la physique atomique) permettent de déterminer la longueur d'onde d'émission λ_{em} . On peut alors déterminer une grandeur fondamentale pour l'astrophysique des galaxies lointaines qui est leur **décalage spectral** (ou *redshift* en anglais). Celui-ci est noté z , et est défini par la relation suivante :

$$z = \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{em}}{\lambda_{em}} \quad (1.1)$$

ce qui est équivalent à :

$$\lambda_{obs} = \lambda_{em} \times (1 + z) \quad (1.2)$$

Le décalage spectral est lié à la vitesse radiale v observée selon les lois de l'effet Doppler par la formule :

$$1 + z = \left(\frac{1 + v/c}{1 - v/c} \right)^{1/2} \quad (1.3)$$

où c est la vitesse de la lumière dans le vide. Lorsque la vitesse v est très petite devant la vitesse de la lumière, la formule (1.3) se réduit alors à $z = v/c$, soit $v = cz$.

Par exemple, la figure 1.1 montre le spectre de la galaxie CFRS 14.1103, qui comprend de nombreuses raies d'émission dues aux éléments atomiques ionisés. Les longueurs d'onde observées sont supérieures aux longueurs d'onde d'émission qui elles ont été déterminées en laboratoire. La relation (1.2) permet alors de déterminer le décalage vers le rouge de cette galaxie, qui vaut $z = 0.209$.

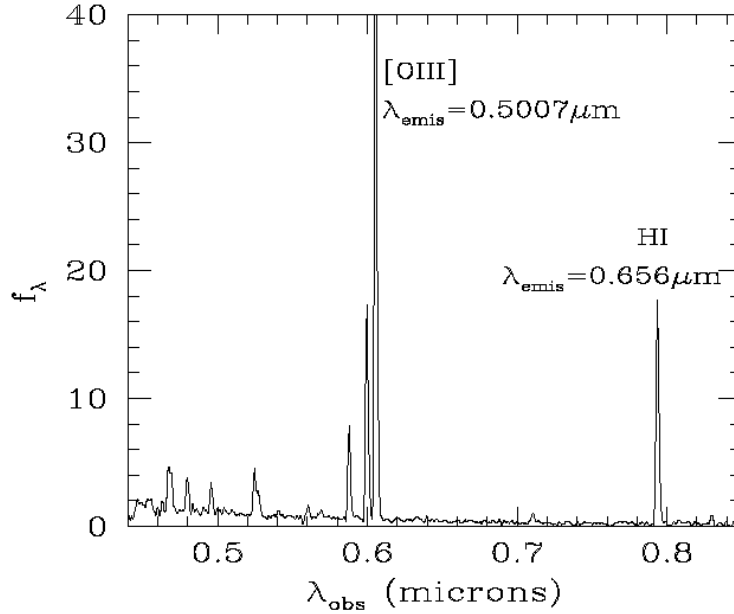
En 1929, Hubble a montré qu'il existait une relation entre la distance D d'une galaxie et sa vitesse de fuite v . C'est la **loi de Hubble**, qui s'énonce de la manière suivante :

$$v = H_0 D \quad (1.4)$$

H_0 est la **Constante de Hubble**, dont l'unité est le $km.s^{-1}Mpc^{-1}$. Pour les galaxies proches, on obtient en combinant les équations (1.3) et (1.4) la relation suivante :

$$cz = H_0 D \quad (1.5)$$

Aussi le décalage spectral z peut être utilisé comme indicateur de distance, en supposant que H_0 soit connue. Les dernières observations d'étoiles Céphéides, notamment dans le cadre du "*HST Key project*" donnent une constante de Hubble égale à $H_0 = 72 \pm 8 km.s^{-1}Mpc^{-1}$ (Freedman et al. 2001; Altavilla et al. 2004). La constante de Hubble a aussi été déterminée à partir d'observations de

FIG. 1.1 – Spectre de la galaxie CFRS 14.1103 ($z=0.209$).

mirages gravitationnels. Ces derniers sont une manifestation directe de la Relativité Générale qui prédit qu'une forte concentration de masse va localement courber l'espace-temps. Les derniers résultats issus de cette méthode donnent $H_0 = 75 \pm 7 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Koopmans et al. 2003). Enfin les résultats de la mission spatiale *WMAP*, dont l'objectif était précisément de mesurer les paramètres cosmologiques, ont déterminé une constante de Hubble $H_0 = 72 \pm 5 \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Bennett et al. 2003). Tous ces résultats diffèrent sensiblement les uns des autres, aussi il est courant d'écrire :

$$H_0 = 100 h \text{ km.s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad (1.6)$$

où h représente une valeur typique à laquelle on rapporte H_0 .

Le décalage spectral et la constante de Hubble sont tous deux reliés au *facteur d'échelle* $R(t)$, qui décrit comment varie la distance entre deux observateurs avec le temps cosmique. On peut montrer que (Peacock 1999)

$$1 + z = \frac{R(t_0)}{R(t)} \quad (1.7)$$

Cela signifie que lorsque le décalage spectral z d'une galaxie est égal à 1, le facteur d'échelle de l'univers au moment de l'émission de la lumière valait $R(t) = 0.5 R(t_0)$, et la distance entre cette galaxie et la notre valait alors la moitié de la distance actuelle. On peut aussi montrer que (Peacock 1999)

$$H_0 = \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)_{t_0} = \dot{R}(t_0) \quad (1.8)$$

ce qui montre que la constante de Hubble mesure le taux d'expansion actuel de l'univers.

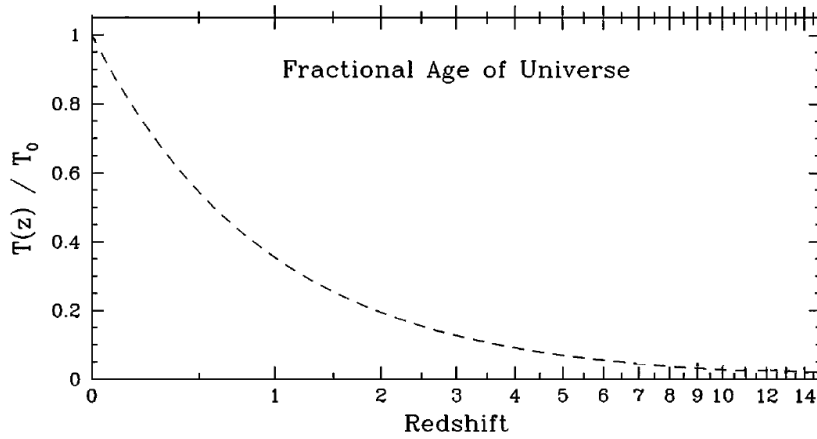


FIG. 1.2 – Fraction d'âge de l'univers en fonction du décalage spectral, pour une cosmologie avec une constante cosmologique nulle. D'après Ferguson et al. (2000)

Enfin, il faut définir le paramètre de décélération q_0 qui lui mesure la décélération locale de l'univers :

$$q_0 = \ddot{R}(t_0) = - \left(\frac{R\ddot{R}}{\dot{R}^2} \right)_{t_0} \quad (1.9)$$

Comme nous l'avons vu précédemment, le décalage spectral peut être utilisé comme indicateur de distance. Plus z est grand, plus l'objet observé est loin dans l'espace et le temps. Par exemple, la figure 1.2 montre la fraction d'âge de l'univers en fonction du décalage spectral. On y voit que les galaxies qui ont des décalages spectraux $z > 1$ ont émis leur lumière à des époques où l'univers avait la moitié de son âge actuel. Il est cependant utile d'avoir une estimation physique de la distance entre la galaxie observée et la notre. Deux types de distance sont souvent utilisées en cosmologie :

- la distance luminosité D_L . Si L est la luminosité intrinsèque d'un objet, son flux apparent f est égal à $f = L/(4\pi D_L^2)$.
- la distance diamètre angulaire D_A . Si D_V est le diamètre vrai d'un objet, son diamètre apparent θ est égal à $\theta = D_V/D_A$.

Dans le cas d'une constante cosmologique Λ nulle, D_V et D_A s'expriment en fonction de z , H_0 et q_0 à l'aide des formules de Mattig (Mattig 1958) :

$$D_L = \frac{c}{H_0 q_0^2} \left\{ q_0 z + (1 - q_0) \left[1 - \sqrt{2q_0 z + 1} \right] \right\} \quad (1.10)$$

$$D_A = \frac{c}{H_0 q_0^2 (1 + z)^2} \left\{ q_0 z + (1 - q_0) \left[1 - \sqrt{2q_0 z + 1} \right] \right\} = D_L / (1 + z)^2 \quad (1.11)$$

Influence de la constante cosmologique

Je reprends dans ce paragraphe les résultats de Carroll et al. (1992) qui mentionnent les effets de la constante cosmologique sur les mesures de distances.

La constante cosmologique est un terme supplémentaire dans l'équation qui gouverne l'expansion de l'univers selon la théorie de la relativité générale :

$$H^2 \equiv \left(\frac{\dot{R}}{R} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3} \rho_M + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{R^2} \quad (1.12)$$

où ρ_M est la densité de matière de l'univers, k est égal à -1,0,+1 selon que l'univers est ouvert, "plat", ou fermé, et H est la constante de Hubble qui à l'époque actuelle est égale à H_0 .

L'équation (1.12) montre donc que trois termes gouvernent l'expansion de l'univers : un terme relié à la matière, un terme relié à la constante cosmologique, et un terme relié à la courbure de l'univers. On a l'habitude d'assigner à chaque terme un symbole selon sa contribution à l'expansion à l'époque actuelle. On définit :

$$\Omega_M \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho_{M0}, \quad \Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda}{3H_0^2}, \quad \Omega_k \equiv -\frac{k}{R_0^2 H_0^2} \quad (1.13)$$

où l'indice 0 se réfère à l'époque actuelle. L'équation (1.12) implique alors que

$$\Omega_M + \Omega_\Lambda + \Omega_k = 1 \quad (1.14)$$

On a aussi l'habitude de définir le terme $\Omega_{tot} \equiv \Omega_M + \Omega_\Lambda = 1 - \Omega_k$.

Les derniers résultats sur les paramètres cosmologiques obtenus par la mission *WMAP* ont montré plusieurs choses (Bennett et al. 2003). La première est que la constante cosmologique n'est pas nulle. La deuxième est liée à la courbure de l'univers. La valeur de Ω_{tot} trouvée est en effet $\Omega_{tot} = 1.02 \pm 0.02$, c'est à dire $k \approx 0.0$. L'univers semble donc "plat". Enfin, les valeurs des termes reliés à la constante cosmologique et à la matière sont respectivement $\Omega_\Lambda = 0.73 \pm 0.04$ et $\Omega_M = 0.27 \pm 0.04$.

Dans le cas d'un univers à courbure nulle, la distance luminosité D_L d'une galaxie de décalage spectral z s'écrit alors (Carroll et al. 1992) :

$$D_L = \frac{c(1+z)}{H_0} \int_0^z [(1+x)^2(1+\Omega_M x) - x(1+x)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dx \quad (1.15)$$

et la distance diamètre angulaire D_A correspondante vaut (Carroll et al. 1992) :

$$D_A = \frac{c}{H_0(1+z)} \int_0^z [(1+x)^2(1+\Omega_M x) - x(1+x)\Omega_\Lambda]^{-1/2} dx = D_L/(1+z)^2 \quad (1.16)$$

Pen (1999) a déterminé une formule approchée permettant de résoudre l'équation (1.15) :

$$D_L = \frac{c(1+z)}{H_0} \left[\eta(1; \Omega_M) - \eta\left(\frac{1}{1+z}; \Omega_M\right) \right] \quad (1.17)$$

avec

$$\eta(a; \Omega_M) = 2\sqrt{s^3 + 1} \left[\frac{1}{a^4} - 0.1540 \frac{s}{a^3} + 0.4304 \frac{s^2}{a^2} + 0.19097 \frac{s^3}{a} + 0.066941 s^4 \right]^{-1/8}$$

et

$$s^3 = \frac{1 - \Omega_M}{\Omega_M}$$

Connaissant ces distances, il est possible à partir des grandeurs observées (flux ou diamètre apparent) de remonter aux grandeurs physiques de l'objet (luminosité émise, taille physique).

1.3 Les deux modèles de formation des galaxies

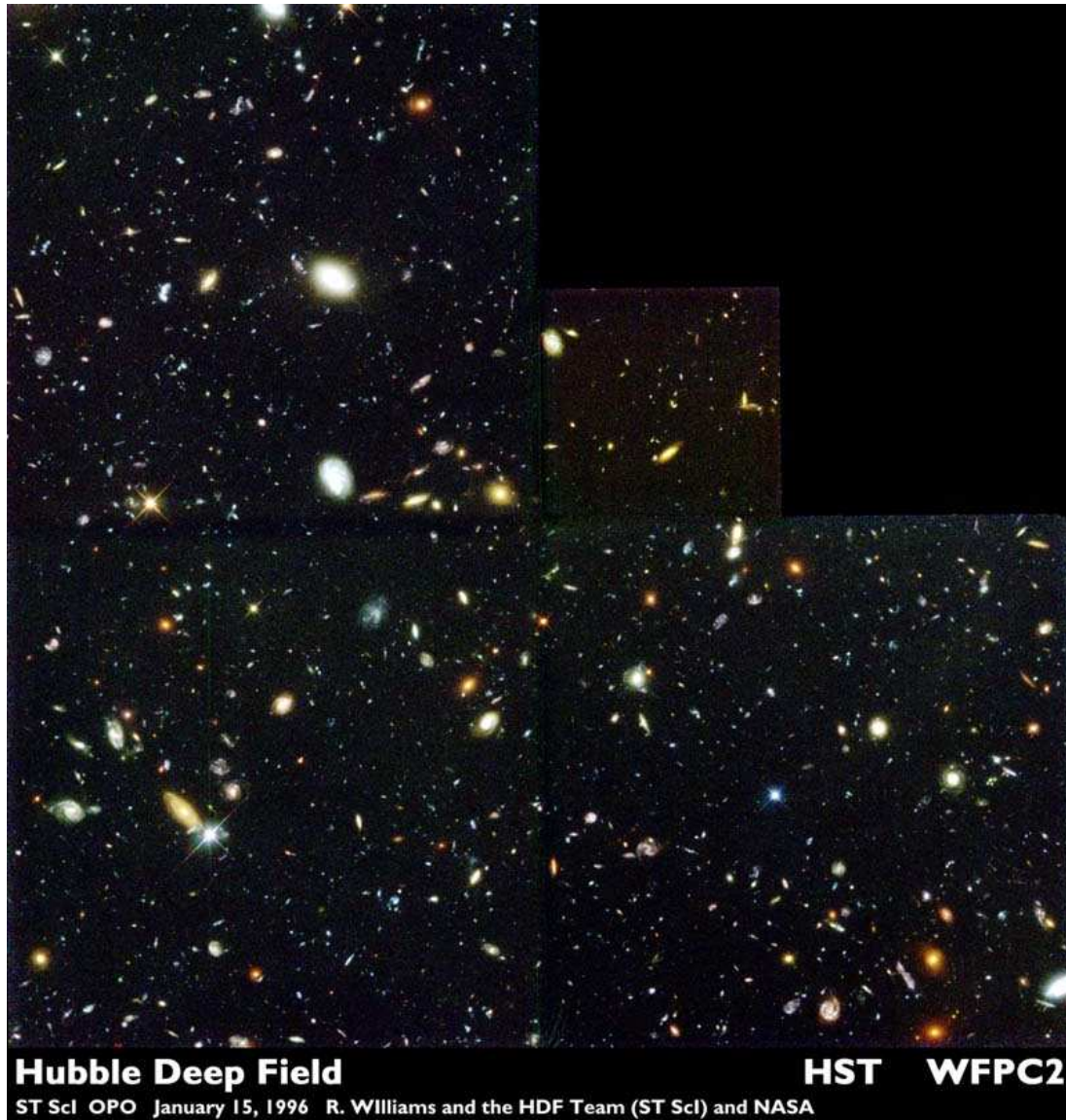
Comme il l'a été dit dans la partie 1.1, Penzias et Wilson ont découvert (par hasard) en 1965 un rayonnement homogène dans tout le ciel, le *fond diffus cosmologique* (souvent noté en anglais *CMB* pour *Cosmic Microwave Background*). Ce rayonnement a depuis été interprété comme la signature du *Big-Bang* : il a été émis environ 300 000 ans après ce dernier, à la fin de la période dite de *recombinaison*. Le satellite COBE (*COsmic Background Explorer*) en 1990 a étudié très précisément ce rayonnement, et a montré qu'il correspond à un corps noir avec une température $T = 2.735 \pm 0.006 K$ (Mather et al. 1990). Il a également montré la remarquable isotropie de ce rayonnement, avec des fluctuations de l'ordre de seulement 10^{-5} . Toutefois, la résolution angulaire de COBE n'était que de 7 degrés. Des missions ballons plus récentes telles que *BOOMERANG*, *MAXIMA* ou *WMAP* ont pu cartographier le fond diffus avec une meilleure résolution angulaire³ ($\approx 10 \text{ arcmin}$). Le satellite européen *Planck*, qui devrait être lancé en 2007, a pour objectif de cartographier le fond diffus dans son ensemble avec une résolution spatiale de $\approx 5 \text{ arcmin}$ et une résolution en température de quelques μK .

Les fluctuations de température observées traduisent en fait des fluctuations de densité dans l'univers primordial. Ces fluctuations sont pourtant tellement faibles qu'on se demande comment on a pu passer d'un état homogène comme celui observé dans l'univers primordial à l'état de l'univers actuel, beaucoup plus hétérogène, contenant des galaxies séparées par de grandes distances de quasi-vide. C'est en fait la gravitation qui est responsable de tout cela : une fluctuation de masse localement plus importante attire la matière située à son voisinage, elle devient donc de plus en plus massive, et va alors accréter de plus en plus de matière. Rapidement la structure se contracte pour former une proto-galaxie et ne suit plus l'expansion de l'univers. Malgré cela, les processus de formation des galaxies sont encore aujourd'hui mal connus, et actuellement, deux théories de formation des galaxies, fondées toutes deux sur des résultats théoriques et observationnels, s'opposent. La première prédit la formation de grandes galaxies peu de temps après le Big-Bang, c'est le modèle *adiabatique*. Dans ce modèle, les galaxies comme la notre, les étoiles et les éléments lourds se sont formés peu de temps après la recombinaison ($z \geq 3$). À l'opposé, la seconde théorie prédit la formation de petites galaxies qui en s'assemblant au cours du temps vont donner naissance aux grandes galaxies actuelles, c'est le modèle *hiérarchique*. Dans ce modèle, les galaxies comme la notre, les étoiles et les éléments lourds se sont formés récemment.

Depuis les années 1990, des galaxies très lointaines ont pu être observées, notamment grâce au télescope spatial Hubble. Les images provenant de relevés très profonds comme le *Hubble Deep Field* (Ferguson et al. 2000) montrent en effet beaucoup de galaxies très petites, mais également quelques grandes galaxies spirales ainsi que des galaxies elliptiques massives (voir la figure 1.3). Il est donc difficile de favoriser un modèle plutôt qu'un autre, d'autant plus que les grandes galaxies spirales lointaines ne sont pas forcément les précurseurs des grandes galaxies spirales d'aujourd'hui, car la structure spirale est relativement fragile et peut être facilement brisée, notamment lors d'interactions avec d'autres galaxies.

Il est donc intéressant d'étudier les galaxies lointaines car elles ont émis leur lumière à des instants proches de la naissance de l'univers, ce sont donc des objets très jeunes. Leur étude devrait permettre d'élucider les mystères reliés à la formation des galaxies actuelles. Dans cette thèse, j'ai principalement étudié des galaxies situées à des décalages spectraux $z \leq 1$, pour lesquelles la lumière a été émise à des instants où l'univers avait un âge supérieur ou égal à la moitié de son âge actuel. Ces études, qui sont le sujet de la première partie de cette thèse, ont principalement été faites à partir d'images provenant du télescope spatial Hubble. Grâce à ces images, il a déjà été possible d'avoir une première estimation

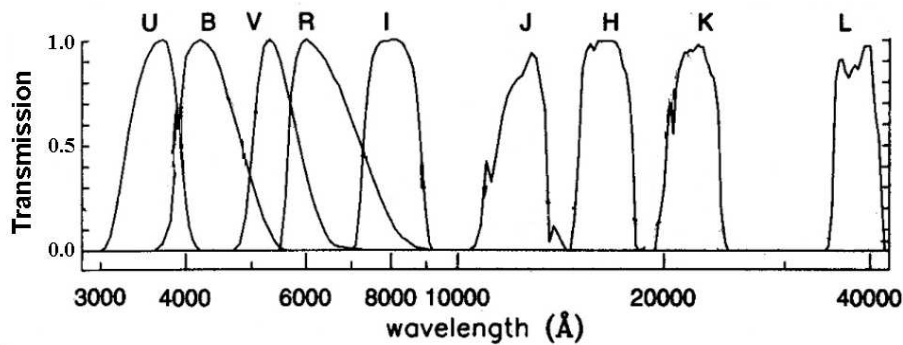
3. J'utiliserais dans cette thèse les abréviations *arcmin* et *arcsec* (*arcminute* et *arcsecond* en anglais) pour exprimer les minutes et secondes d'arc. Rappel : 1 degré = 60 minutes d'arc ; 1 minute d'arc = 60 secondes d'arc

FIG. 1.3 – *Le Hubble Deep Field*

des populations stellaires présentes dans ces galaxies jeunes. Toutefois, pour avoir une connaissance plus précise des populations stellaires et de la répartition du gaz dans ces objets, la spectroscopie est nécessaire, car elle permet de recueillir l'information sur la dynamique interne de ces objets. C'est l'objet de la deuxième partie de cette thèse, qui est l'étude de **FALCON**, un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le **Very Large Telescope** (VLT) européen. Cet instrument sera tout particulièrement dédié à l'étude des galaxies lointaines. Dans la section suivante, je vais revenir plus en détail sur les différentes observables que j'ai étudiées.

1.4 Les observables en astrophysique

Je présente dans cette section les deux principales observables en astrophysique dans le domaine des longueurs d'onde optiques. Ces grandeurs sont les *images* qui donnent généralement l'information spatiale sur un objet, et les spectres, qui eux donnent l'information sur la façon dont le flux se répartit en fonction de la longueur d'onde. Ces deux grandeurs sont complémentaires, mais l'obtention de

FIG. 1.4 – Courbes de transmission des filtres *U, B, V, R, I, J, H, K, L*

l'une se fait souvent au détriment de l'autre. Je finirai en présentant les systèmes photométriques couramment utilisés en astrophysique, qui permettent de déterminer la densité d'énergie émise par un objet, et ainsi de remonter aux mécanismes physiques causant l'émission.

1.4.1 Images

Une image peut se définir de la façon suivante : vue de l'observateur, chaque direction angulaire du ciel est caractérisée par un flux reçu sur le détecteur $I(\theta)$ dont l'unité est le $W m^{-2} sr^{-1}$. θ est un vecteur à 2 composantes, et repère une direction sur la sphère céleste. Les lois de l'optique géométrique énoncent qu'en absence d'aberrations, il y a une correspondance directe entre la position (x, y) sur le détecteur et θ . Les détecteurs utilisés aujourd'hui sont des détecteurs matriciels; les plus courants sont les CCD (pour *Charge Coupled Devices*) qui sont utilisés dans le domaine visible (jusqu'à une longueur d'onde de $1 \mu m$), et les détecteurs à Antimoniure d'Indium (InSb) pour le proche infrarouge. Afin de bien échantillonner l'image, il est important d'adapter la taille du pixel à la résolution de l'instrument. Le *théorème de Shannon* énonce qu'il faut au moins deux pixels par élément de résolution pour bien échantillonner l'image. Je reviendrai plus en détail sur la théorie de la formation des images dans le chapitre 2 de la deuxième partie.

Le détecteur est placé au foyer d'une *caméra d'imagerie*, dispositif optique qui est lui même fixé au foyer du télescope. Une *roue à filtres* permet de sélectionner le domaine de longueur d'onde étudié. Un filtre est défini par sa transmission $T(\lambda)$ et sa bande passante. Plus la bande passante sera large et plus un nombre important de photons sera collecté en un temps donné, mais plus l'information spectrale aura disparu. La figure 1.4 montre la courbe de transmission des filtres couramment utilisés en astronomie.

1.4.2 Spectres

A l'opposé d'une image, un spectre permet de connaître la répartition du flux d'un objet en fonction de la longueur d'onde (ou de la fréquence). L'unité peut être soit le $W m^{-2} \mu m^{-1}$ (densité d'énergie par unité de surface et par unité de longueur d'onde), soit le $W m^{-2} Hz^{-1}$ (densité d'énergie par unité de surface et par unité de fréquence). L'instrument fournissant le spectre s'appelle un *spectrographe*. Un paramètre fondamental est la *résolution spectrale* notée R et définie par $R = \lambda/\Delta\lambda$. Plus R est grand et plus le spectrographe peut séparer deux raies infiniment fines avec des longueurs d'onde proches.

La plupart des spectrographes sont des spectrographes à *fente*. La figure 1.5 montre le schéma de

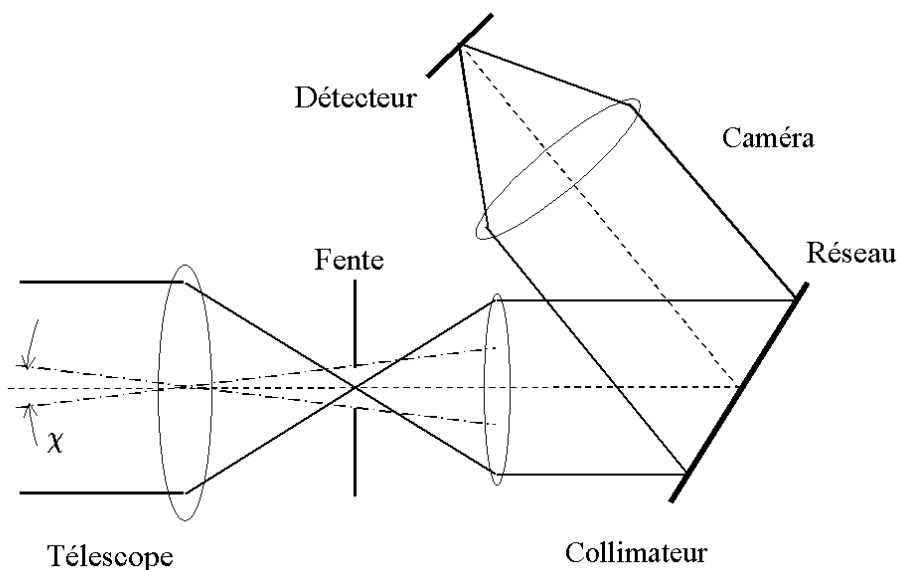


FIG. 1.5 – Schéma de principe d'un spectrographe à fente

principe d'un tel spectrographe : le télescope forme en son foyer l'image d'un objet. Une fente vient prélever une partie du flux de l'objet. Cette fente est placée au foyer d'un collimateur. Il en sort alors un faisceau parallèle qui attaque un réseau par réflexion (ou transmission). Le réseau va disperser spectralement la lumière, et c'est ce spectre que la caméra vient alors imager sur le détecteur. L'inconvénient d'un tel instrument réside en l'utilisation de la fente, qui ne donne l'information spectrale que pour une seule dimension de l'objet. Il est aussi préférable de pouvoir orienter la fente dans le champ, notamment dans le cas des galaxies où la meilleure orientation est selon le grand axe. Dans le cas contraire, il y a mélange de différentes zones, ce qui implique alors une interprétation difficile des données.

1.4.3 Propriétés des systèmes photométriques

Je présente dans ce paragraphe le système des *magnitudes* utilisé en astronomie.

L'objectif de la photométrie est de mesurer l'énergie émise par un objet céleste. Connaissant cela, des paramètres physiques telles que la température, la masse ou la taille peuvent être déterminés. Très souvent, les astronomes ont l'habitude d'utiliser le système des *magnitudes* plutôt que d'utiliser directement le flux. Le système des magnitudes est un système *logarithmique*, pour deux raisons. La première est d'ordre physiologique : les premiers catalogues d'étoiles (celui d'Hipparque date du deuxième siècle avant J.C.) ont été compilés à partir d'observations réalisées à l'oeil, et la réponse de l'oeil à une variation d'intensité est logarithmique (*Loi de Pogson*). La deuxième raison est d'ordre physique : étant donné les très grandes distances entre les objets célestes, et comme l'intensité lumineuse reçue est inversement proportionnelle au carré de la distance (voir le paragraphe 1.2), une mesure logarithmique est mieux adaptée.

La figure 1.4 montre la courbe de transmission $T(\lambda)$ des filtres définissant le système photométrique *Johnson* (Johnson et Morgan 1953; Johnson 1965). Ce système est défini de telle sorte que l'étoile *Véga* soit de magnitude 0 dans toutes les bandes.

Filtre	λ_0 (\AA)	$\Delta\lambda$ (\AA)	c_X	$m_{AB} - m$
U	3650	680	-20.92	0.70
B	4400	980	-20.45	-0.17
V	5500	890	-21.10	0.00
R	7000	2200	-21.89	0.26
I	9000	2400	-22.70	0.52
J	12500	3000	-23.74	0.85
H	16500	4000	-24.82	1.33
K	22000	6000	-25.95	1.83
L	36000	12000	-28.01	2.83

TAB. 1.1 – Caractéristiques du système photométrique Johnson

Soit $S(\lambda)$ la répartition du flux émis par la source en fonction de la longueur d'onde. L'unité couramment utilisée pour $S(\lambda)$ est l'*erg cm⁻² s⁻¹ Å⁻¹*⁴. Le flux total $f_{\lambda,X}$ reçu dans une bande X quelconque s'écrit :

$$f_{\lambda,X} = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} S(\lambda) T_X(\lambda) d\lambda \quad (1.18)$$

où $T_X(\lambda)$ est la transmission du filtre dans la bande X. La magnitude m_X de la source est alors reliée à $f_{\lambda,X}$ par la relation

$$m_X = -2.5 \log \left(\frac{f_{\lambda,X}}{\int T_X(\lambda) d\lambda} \right) + c_X \quad (1.19)$$

La table 1.1 montre pour les différents filtres du système Johnson la longueur d'onde centrale λ_0 et la bande passante $\Delta\lambda$ (exprimées en \AA), ainsi que la valeur de la constante c_X utilisée dans l'équation (1.19).

Une autre grandeur couramment utilisée en astronomie est la *couleur* d'un objet. Appelons m_X et m_Y les magnitudes d'un objet dans deux bandes différentes, et $(f_{\lambda,X})$ et $(f_{\lambda,Y})$ les flux correspondants. La couleur se définit alors par :

$$(X - Y) = m_X - m_Y = -2.5 \log \left(\frac{f_{\lambda,X} / \int T_X(\lambda) d\lambda}{f_{\lambda,Y} / \int T_Y(\lambda) d\lambda} \right) + (c_X - c_Y) \quad (1.20)$$

Cette quantité donne une indication sur le rapport des flux dans les deux bandes. Il est d'usage dans la notation $(X - Y)$ que le filtre X soit celui qui laisse passer les longueurs d'onde les plus courtes. Toutefois, comme le montre l'équation (1.20), la couleur n'est pas seulement définie par le rapport des flux, la différence des constantes propres à chaque filtre intervient aussi.

Il existe un système de magnitudes pour lequel la constante c_X dans l'équation (1.19) est la même quelle que soit la longueur d'onde : c'est le système de magnitudes AB (Oke et Gunn 1983). Dans ce système, la magnitude n'est pas reliée au flux intégré de l'objet sur une certaine bande passante, mais est directement relié au flux à **une** longueur d'onde, c'est une magnitude *monochromatique*. La magnitude m_{AB} s'exprime en fonction du flux f_ν par la relation :

$$m_{AB} = -2.5 \log f_\nu + 48.60 \quad (1.21)$$

4. Rappel : 1 *erg* = 10⁻⁷ J et 1 \AA = 10⁻¹⁰ m

où f_ν est en $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}$ ⁵. Ce système est donc particulièrement adapté pour calculer la couleur d'objets tels que les étoiles ou les galaxies. Il sera donc intéressant de passer par ce système plutôt que de rester dans le système *Johnson*. La dernière colonne de la table 1.1 donne les transformations à effectuer pour passer d'un système à l'autre (Fukugita et al. 1996).

Jusqu'à présent, j'ai parlé de la luminosité apparente, c'est à dire le flux reçu par l'observateur. La dernière grandeur photométrique dont je parlerai sera la **magnitude absolue**, notée **M**. C'est la magnitude apparente qui serait observée si la source était située à une distance de 10 parsecs. On peut écrire :

$$m = M + 5 \log \left(\frac{D_L}{10} \right) \quad (1.22)$$

où D_L est la distance luminosité (en parsec) définie au paragraphe 1.2.

1.5 Conclusion

Pour résumer ce chapitre, nous pouvons voir que les questions sur la formation des galaxies sont relativement récentes : elles ne se posent que depuis environ un siècle. Les premiers éléments de réponses proviennent principalement d'observations dans les longueurs d'onde visibles et infrarouges⁶, faites avec les grands télescopes au sol et le télescope spatial Hubble. Ces observations sont surtout de la spectroscopie et de l'imagerie d'objets lointains. J'ai expliqué ces deux grandeurs dans la dernière partie de ce chapitre et j'ai montré leur complémentarité.

L'objet de cette première partie est l'étude de l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$. Cette étude utilise beaucoup la comparaison entre les propriétés des galaxies lointaines et les propriétés des galaxies proches. Le prochain chapitre sera donc consacré à la description des propriétés physiques des galaxies dans l'Univers local.

5. $|f_\lambda d\lambda| = |f_\nu d\nu| \Leftrightarrow f_\lambda = \frac{c}{\lambda^2} f_\nu$

6. Il faut noter que le rayonnement infrarouge lointain (100-200 μm) contient également beaucoup d'informations

Chapitre 2

Propriétés des galaxies locales

Je parlerai dans ce chapitre des propriétés des galaxies locales. En effet, lorsqu'on étudie les galaxies lointaines, il est intéressant de pouvoir les comparer aux galaxies proches afin de mettre en évidence des phénomènes d'évolution. J'insisterai en particulier sur la **morphologie des galaxies**. En effet, les galaxies ont cela d'intéressant que leurs propriétés physiques sont étroitement liées à leur apparence. Je commencerai par présenter les systèmes de classification couramment utilisés, puis je montrerai comment les propriétés des galaxies varient en fonction de leur morphologie.

2.1 Classification morphologique des galaxies

Comme on l'a vu au chapitre précédent, Hubble avait démontré que les *nébuleuses spirales* étaient de nature extragalactique. Les premières études marquantes sur les galaxies concernèrent leur classification selon leur apparence. En effet, même si la forme et l'apparence d'une galaxie diffèrent fortement d'un objet à un autre, on peut cependant les classer dans des catégories bien distinctes. Trois classes de galaxies émergèrent rapidement : les galaxies spirales, les galaxies elliptiques et les galaxies irrégulières. La première étape dans l'étude des galaxies fut donc de les classer selon leur **morphologie**. Je présente dans ce paragraphe les systèmes de classification les plus utilisés. Pour plus d'informations sur la classification morphologique des galaxies, j'invite le lecteur à consulter l'ouvrage de van der Bergh (1999).

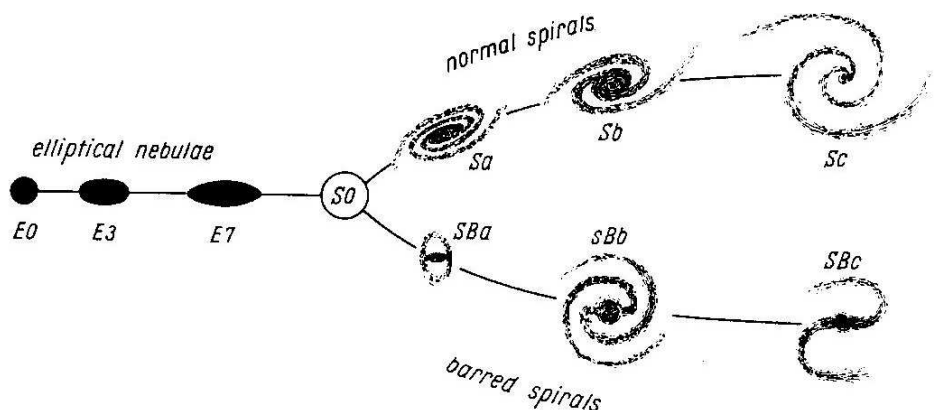


FIG. 2.1 – La séquence de Hubble présentée dans *The Realm of the Nebulae* (Hubble 1936)

2.1.1 La séquence de Hubble

La figure 2.1 montre le premier système de classification morphologique des galaxies : la *séquence de Hubble*. Ce système a été défini à partir d'observations de galaxies brillantes situées dans l'Univers local. Dans sa forme primaire (Hubble 1926), ce système classait les galaxies en deux grandes classes : les elliptiques (notées **E**) et les spirales. Ces dernières étaient subdivisées en 2 classes : les spirales *normales* (notées **S**) et les spirales *barrées* (notées **SB**), qui se divisent elles-mêmes en types **Sa**, **Sb** et **Sc** (ou **SBa**, **SBb** et **SBc**). Hubble (1936) révisa ce système plus tard en ajoutant la classe **SO** pour assurer la transition entre les elliptiques et les spirales. C'est le célèbre diagramme en forme de diapason qui est montré sur la figure 2.1. Enfin, Shapley et Paraskevopoulos (1940) ont ajouté la classe des galaxies irrégulières (notées **Irr**) à la droite de la séquence de Hubble pour arriver à une première version couvrant tous les types morphologiques.

Les galaxies elliptiques **E** apparaissent en projection sur le ciel comme des ellipses plus ou moins aplaties. Aussi sont-elles caractérisées par l'indice $n = 10 \times (a - b)/a$, où a et b sont les grands et petits axes observés de l'ellipse (n est compris entre 0 et 7, plus il est grand et plus la galaxie est inclinée). Ces galaxies ont une distribution de luminosité très lisse, et ne présentent pas de sous-structures. C'est parmi les galaxies elliptiques qu'on rencontre les galaxies les plus lumineuses (jusqu'à $M_B \approx -24$) et les plus massives. Il existe cependant des galaxies elliptiques naines, qu'on retrouve en particulier dans le Groupe Local.

Les galaxies spirales **S** présentent deux composantes essentielles : un **bulbe** et un **disque**. Ce dernier est en général très plat, comme on peut le constater sur les galaxies vues par la tranche. Les galaxies spirales doivent leurs noms aux bras spiraux qui sont les structures proéminentes du disque. Dans les galaxies locales, le bulbe (ainsi que les galaxies elliptiques) est constitué d'étoiles dites de *population II*. Ce sont des étoiles rouges, froides et vieilles. A l'opposé, le disque est lui constitué d'étoiles dites de *population I*, qui sont des étoiles bleues, chaudes et jeunes. Dans le cas des galaxies normales, les bras spiraux viennent se rattacher au bulbe. Dans le cas des spirales barrées **SB**, le bulbe a une forme allongée ou elliptique, et les bras spiraux débutent à la fin de la barre. La classification de Hubble va des Sa aux Sc selon l'importance décroissante du bulbe, l'importance et la résolution croissante des bras spiraux et la présence croissante de gaz (froid ou ionisé), de poussières et d'étoiles jeunes.

Les galaxies lenticulaires **SO** ont un disque mais pas de bras spiraux. Leur distribution de lumière est très lisse. Tout comme les galaxies spirales, elles possèdent aussi un bulbe. Ce dernier peut parfois avoir la forme d'une barre. Ces galaxies sont très pauvres en gaz et en poussières.

Enfin, les galaxies irrégulières **Irr** sont toutes les galaxies qui ne peuvent être incorporées dans la séquence de Hubble. Beaucoup de ces galaxies ont une apparence similaire aux nuages de Magellan, les galaxies satellites de la Voie Lactée.

A l'origine, Hubble pensait que cette séquence morphologique traduisait une séquence évolutive. Aussi les galaxies elliptiques sont souvent appelées galaxies de "type précoce" (*early-type galaxies* en anglais), tandis que les spirales sont appelées galaxies de "type tardif" (*late-type galaxies*).

2.1.2 Classification révisée de De Vaucouleurs

Gérard de Vaucouleurs (1959) a introduit le système de classification morphologique des galaxies actuellement utilisé, également appelé *Séquence de Hubble révisée*. Ce système définit des nouveaux types morphologiques intermédiaires afin de pouvoir couvrir le plus de morphologies possibles. Les types morphologiques Sd et Sm sont introduits pour assurer la transition entre les Sc et les Irr. De

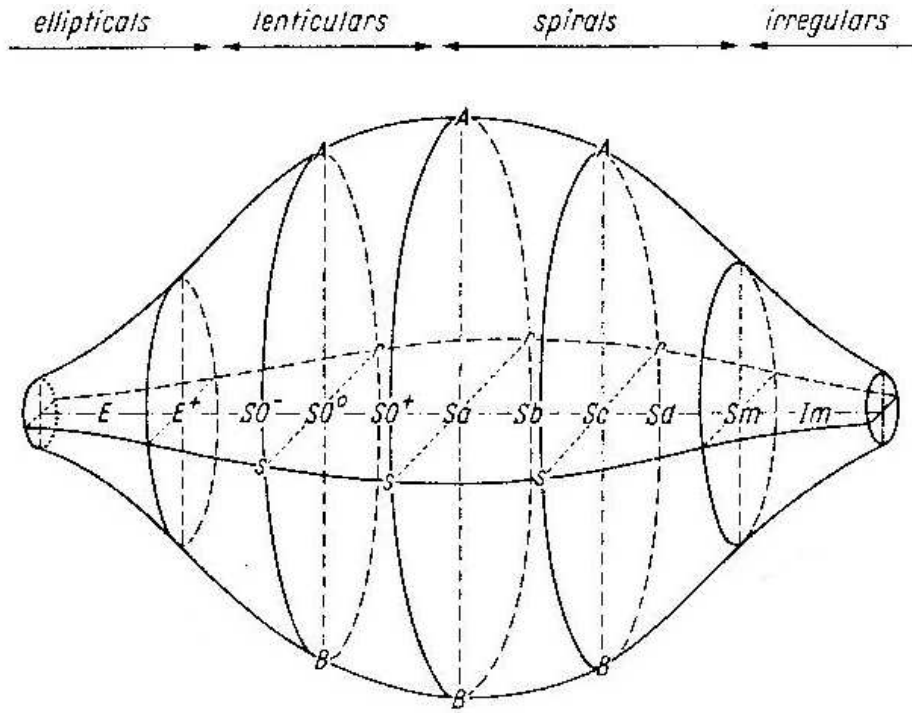


FIG. 2.2 – Représentation schématique de la classification de De Vaucouleurs

Hubble	E	E/S0	S0	S0/a	Sa	Sa-b	Sb	Sb-c	Sc	Sc-Ir	Ir
de Vaucouleurs	E	S0 ⁻	S0	S0/a	Sa	Sab	Sb	Sbc	Scd	Sdm	Im
T	-5	-3	-2	0	1	2	3	4	6	8	10

TAB. 2.1 – Relation entre T et le type morphologique

même, les irrégulières Irr sont séparées en deux sous-catégories : les Im et les I0. De Vaucouleurs a montré que les Im forment une extension de la séquence de Hubble en découvrant la faible structure spirale du Grand Nuage de Magellan, tandis que les I0 (galaxies très riches en matière interstellaire et à forte formation stellaire) ne trouvent pas de place naturelle dans la séquence de Hubble.

Le système de de Vaucouleurs se visualise sous la forme d'un volume de classification (voir figure 2.2), pour plusieurs raisons :

- Introduction du type intermédiaire SAB caractérisant les spirales faiblement barrées.
- Certaines galaxies possèdent un anneau interne entourant le noyau de la galaxie et d'où partent les bras, elles sont notées S(r) ; quand les bras partent directement du noyau, les galaxies sont notées S(s).
- Les galaxies spirales possèdent parfois un anneau externe, entourant tout le disque avec sa structure spirale. Ce sont souvent les bras eux-mêmes qui se rejoignent pour former l'anneau. La présence de cet anneau externe se note par un R précédant le S.

L'axe principal du système de de Vaucouleurs, qui va de E à Im, peut se représenter par le paramètre T . La table 2.1 montre la relation entre T et le type morphologique (de Vaucouleurs et al. 1976). De même, la table 2.2 (de Vaucouleurs 1963) montre la fréquence des différents types morphologiques dans des échantillons de galaxies brillantes. On y voit clairement que les galaxies spirales sont les galaxies les plus fréquentes dans l'univers proche, avec une proportion avoisinant les 2/3 du nombre

Type morphologique	E	S0	S	Im	I0	Pec
Fréquence(%)	13.0	21.5	61.1	2.55	0.85	0.9

TAB. 2.2 – Fréquence des types morphologiques dans les galaxies brillantes

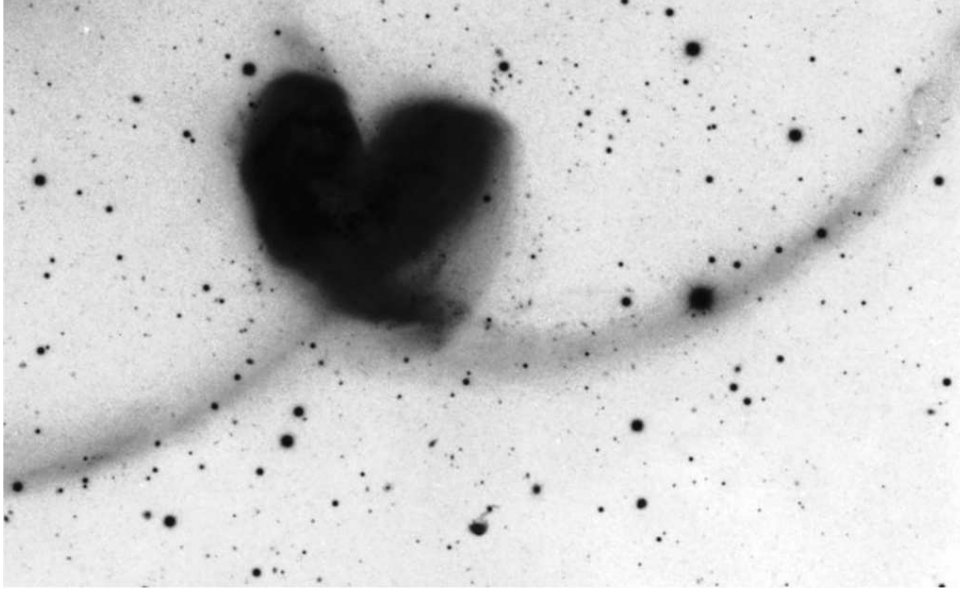


FIG. 2.3 – NGC 4038-4039, Les Antennes

total de galaxies.

Normalement, la séquence de Hubble révisée devrait pouvoir s'appliquer à tous les types de galaxies. Il existe cependant des galaxies qui ne peuvent être classées dans ce système, qui sont dénommées *galaxies particulières* (notées *Pec* pour *peculiar galaxies* en anglais). Ce sont très souvent le résultat d'interactions gravitationnelles ou de collisions. Un exemple de galaxies en interaction très connues dans l'univers proche est NGC 4038-4039, plus connues sous la dénomination des *Antennes* (voir figure 2.3). Comme on le verra au chapitre 3, la morphologie des galaxies lointaines devient de plus en plus irrégulière, car les interactions gravitationnelles étaient très fréquentes dans l'univers lointain. Aussi la classification de Hubble révisée s'applique surtout aux galaxies proches ($z \leq 0.5$), et une des grandes questions de l'astrophysique actuelle est d'arriver à comprendre comment la séquence de Hubble observée dans l'univers local s'est formée. Dans cette thèse, j'utiliserai intensivement ce système pour classer les différentes galaxies que j'ai étudiées.

2.1.3 Autres systèmes

La séquence de Hubble est le système le plus couramment utilisé pour classer les galaxies. Mais comme on l'a vu précédemment, ce système a été élaboré à partir de galaxies brillantes.

Van den Bergh, en inspectant le *Palomar Sky Survey*, a remarqué que la fraction de galaxies classées comme irrégulières augmente fortement dès que la luminosité diminue, et que la fraction de galaxies barrées est plus faible parmi les galaxies spirales lumineuses que parmi les galaxies faiblement lumineuses (van den Bergh 1960a,b). Il remarqua aussi que les galaxies spirales les plus lumineuses ont les bras les plus longs et les plus développés, tandis que les galaxies plus faibles ont des bras peu développés. Il définit donc le système *David Dunlap Observatory*, noté système *DDO* (van den Bergh

1960c). Ce système reste basé sur la séquence de Hubble, mais introduit également la luminosité absolue comme paramètre supplémentaire de classification morphologique. Cinq classes de luminosité sont définies : I (galaxies supergéantes), II (galaxies géantes brillantes), III (galaxies géantes), IV (galaxies sous-géantes), et V (galaxies naines). Cette discrimination morphologique selon la luminosité a été vérifiée dans van den Bergh (1960a,b) : en portant les galaxies de même type morphologique mais de luminosité différente dans un diagramme (magnitude, vitesse), on observe une dispersion beaucoup plus faible pour des galaxies de même luminosité.

Morgan (1958, 1959) a également défini un système de classification morphologique, connu sous le nom de *Yerkes system*. Comme on l’a vu au paragraphe 2.1.1, les contenus stellaires du bulbe et du disque sont fortement différents. On peut donc attendre de cette différence une corrélation entre le type morphologique et le rapport entre le flux du bulbe et celui du disque. Le système de classification de Morgan est essentiellement basé sur un paramètre, la concentration de lumière au centre de la galaxie. Ce paramètre suit une séquence $a - af - f - fg - g - gk - k$, où les objets de type a ont la concentration la plus faible, et ceux de type k la concentration la plus élevée. Les galaxies de type a ont souvent les propriétés spectroscopiques des galaxies de type précoce, tandis que les galaxies de type k ont les propriétés spectroscopiques des galaxies de type tardif. Ce lien entre la morphologie et les propriétés spectroscopiques montre que la population stellaire dominante dans les galaxies à forte concentration est vieille, tandis que les objets à faible concentration ont tendance à avoir une forte composante stellaire jeune.

	E	E/S0	S0	S0/Sa	Sa	Sab	Sb	Sbc	Sc	Scd	Sd	Sm	Ir
k	69	12	53	15	17	6	4	0	0	0	0	0	0
gk	2	0	8	1	8	3	11	1	0	0	0	0	0
g	0	0	4	0	9	8	24	9	3	1	0	0	0
fg	0	0	0	0	3	1	5	13	11	0	0	0	0
f	0	0	0	0	1	1	11	15	41	1	1	0	0
af	0	0	0	0	0	0	0	9	40	2	0	0	0
a	0	0	0	0	0	1	0	2	23	2	2	3	1

TAB. 2.3 – Comparaison entre les systèmes de Hubble et de Morgan. D’après van der Bergh (1999)

La table 2.3 montre une comparaison entre la classification de 463 galaxies utilisant le système de Morgan et le système de Hubble. On peut y voir que le système de Morgan a du mal à séparer les types E, E/S0, S0 et S0/Sa : presque toutes les galaxies de ces types morphologiques sont classées comme galaxie de type k dans le système de Morgan. On peut aussi voir sur cette table que la dispersion la plus élevée a lieu pour les galaxies de type Sc. Ce système peut donc être utilisé comme premier indicateur sur le type morphologique des galaxies, mais il n’est pas fiable à 100%. Il faut mentionner que ce paramètre de concentration est de nouveau utilisé depuis une dizaine d’années pour effectuer l’analyse morphologique automatique de grands échantillons de galaxies. Je reviendrai plus en détail sur ces méthodes au chapitre 3.

2.2 Propriétés des galaxies dans la séquence de Hubble

La section précédente a montré comment les galaxies peuvent être classées dans des catégories liées à leur apparence. Je vais montrer dans cette section comment ces changements morphologiques traduisent également des changements dans les propriétés physiques de ces objets, en particulier leurs propriétés photométriques, spectroscopiques et dynamiques. Pour une description plus complète des propriétés physiques des galaxies en fonction de leur type morphologique, j’invite le lecteur à consulter

l'article de revue de Roberts et Haynes (1994).

2.2.1 Propriétés photométriques

Comme on l'a vu dans la section 2.1, une galaxie présente deux composantes essentielles : un bulbe et un disque. Je vais montrer dans les prochains paragraphes les propriétés photométriques de chacune de ces composantes.

Profil de luminosité des bulbes et des galaxies elliptiques

L'expression la plus classique pour le profil de luminosité des bulbes et des galaxies elliptiques est la loi de De Vaucouleurs (de Vaucouleurs 1948), également connue sous le nom de *loi en $r^{1/4}$* . Cette expression s'écrit :

$$I(r) = I_e \exp \left\{ -3.3307 \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/4} - 1 \right] \right\} \quad (2.1)$$

$I(r)$ est l'intensité à la distance r du centre du bulbe. r_e est le *rayon effectif*, c'est le rayon de l'isophote circularisée qui contient la moitié de l'intensité totale, et I_e est l'intensité correspondante. En intégrant l'équation (2.1), on peut montrer que la luminosité totale L_b dans le bulbe s'écrit :

$$L_b = 7.215\pi I_e r_e^2 \left(\frac{b}{a} \right) \quad (2.2)$$

où b/a est le rapport apparent entre le grand axe et le petit axe.

Sersic (1968) a généralisé ce profil à une loi en $r^{1/n}$. Dans ce cas, le profil d'intensité lumineuse s'écrit :

$$I(r) = I_e \exp \left\{ -k \left[\left(\frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right\} \quad (2.3)$$

avec $k = 1.9992n - 0.3721$.

Le cas $n = 4$ correspond à la loi de de Vaucouleurs. r_e est toujours le rayon contenant la moitié de la lumière et I_e l'intensité correspondante. En intégrant l'équation (2.3), on peut montrer que la luminosité totale L_B dans le bulbe s'écrit :

$$L_B = 2\pi n e^k k^{-2n} r_e^2 \Gamma(2n) I_e \left(\frac{b}{a} \right) \quad (2.4)$$

où Γ est la fonction Gamma définie par :

$$\Gamma(n) = \int_0^\infty x^{n-1} e^{-x} dx \quad (2.5)$$

Profil de luminosité des disques

De même que les bulbes, les profils de luminosité des disques ont une expression analytique connue. Freeman (1970) a montré que ce profil peut s'écrire sous la forme :

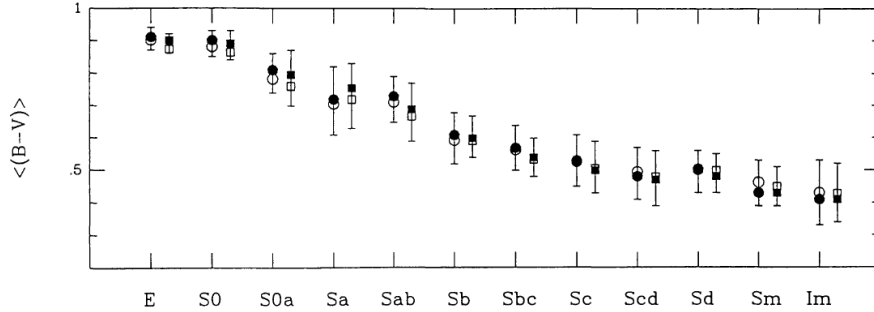
$$I(r) = I_0 \exp(-r/r_d) \quad (2.6)$$

où r_d est appelé *rayon du disque*. L'intensité I_0 est pratiquement constante, avec une brillance de surface correspondante $\mu_{0,B} = 21.67 \pm 0.3 \text{ mag. arcsec}^{-2}$ en bande B.

L'intégration de cette équation donne la luminosité totale L_D contenue dans le disque :

$$L_D = 2\pi r_d^2 I_0 \quad (2.7)$$

Type morphologique	E	S0	Sa	Sb	Sc	Irr
B/T	1.00	0.65	0.50	0.25	0.10	0.00

TAB. 2.4 – Relation entre le rapport B/T et le type morphologique. D’après Kent (1985)FIG. 2.4 – Relation entre le type morphologique et la couleur $(B-V)$ au repos. D’après Roberts et Haynes (1994)

Décomposition bulbe-disque et corrélation entre le type morphologique et le rapport B/T

Les paragraphes précédents montrent que le bulbe et le disque ont des profils photométriques avec des expressions différentes. Aussi une opération intéressante en analyse morphologique consiste à effectuer la *décomposition bulbe-disque* afin de pouvoir séparer les différentes composantes. Il est ainsi possible de mettre en évidence des propriétés physiques communes ainsi que des phénomènes d’évolution (Baggett et al. 1998; MacArthur et al. 2003; Möllenhoff 2004).

De plus, la section 2.1 a montré que le bulbe et le disque d’une galaxie ont plus ou moins d’importance selon le type morphologique : pour une galaxie elliptique, le bulbe est la composante dominante, tandis que pour une Sc, le disque domine. Kent (1985) a montré que le rapport B/T (rapport entre le flux dans le bulbe et le flux total de la galaxie) est directement corrélé au type morphologique (voir table 2.4) : une galaxie elliptique aura $B/T = 1.0$ (pas de composante disque), une galaxie de type spirale Sc aura $B/T = 0.1$ (léger bulbe) et une irrégulière $B/T = 0.0$ (pas de composante bulbe). J’utiliserai souvent ce paramètre dans la suite de cette thèse comme indicateur du type morphologique des galaxies étudiées.

Corrélation entre le type morphologique et la couleur

Une autre propriété remarquable des galaxies est la forte corrélation entre leur type morphologique et leur couleur intégrée. Ceci est visible sur la figure 2.4, qui montre la couleur au repos $(B-V)$ en fonction du type morphologique. Comme on peut le voir, les galaxies E et S0 sont beaucoup plus rouges que les galaxies spirales, ce qui s’explique par la présence majoritaire d’étoiles de population II. Dès que l’on regarde la couleur des galaxies spirales, celle-ci diminue au fur et à mesure que le disque devient dominant. Les objets sont alors de plus en plus bleus, traduisant l’augmentation du nombre d’étoiles de population I et des régions de formation stellaire. Toutefois, les intervalles de couleur des galaxies Sa chevauchent ceux des galaxies Sc : certaines galaxies de type Sc sont aussi rouges que certaines galaxies de type Sa, tandis que d’autres Sa sont autant bleues que des galaxies Sc. Cette dispersion est surtout due à des variations réelles de couleur et non des erreurs observationnelles, et révèle une activité de formation stellaire pour ces objets.

J’ai principalement insisté dans tous ces paragraphes sur les propriétés photométriques des galaxies. Comme on l’a vu, ces propriétés ne sont pas les mêmes selon le type morphologique des galaxies. Je montrerai également dans les prochains paragraphes que les propriétés spectroscopiques des galaxies varient aussi selon leur position dans la séquence de Hubble.

2.2.2 Propriétés spectroscopiques

Nous avons vu précédemment que la couleur des galaxies variait selon leur morphologie. Or, comme l’a montré le paragraphe 1.4.3, la couleur est reliée au rapport des flux intégrés d’un objet dans deux filtres différents. Aussi je présente dans les prochains paragraphes les propriétés spectroscopiques des galaxies selon leur type morphologique. Je montrerai également comment les spectres permettent de remonter à l’information sur la formation stellaire.

Spectre et type morphologique

On sait aujourd’hui que les spectres des galaxies sont étroitement liés à leur type morphologique (Kennicutt 1992a; Kinney et al. 1996; Jansen et al. 2000; Mannucci et al. 2001). La figure 2.5 montre comment les galaxies voient leur spectre (intégré sur l’ensemble de chaque objet) dans le domaine visible se modifier le long de la séquence de Hubble : le continu dans le bleu augmente fortement au fur et à mesure que l’on considère des galaxies de type tardif, les raies d’absorption révèlent un changement progressif de population entre des étoiles dominantes de type K (étoiles géantes) dans les galaxies de type précoce et des étoiles dominantes de type A (étoiles jeunes) dans les galaxies de type tardif, enfin les raies d’émission deviennent de plus en plus intenses pour les galaxies de type tardif, en particulier la raie de l’hydrogène ionisé $H\alpha$ qui est émise à une longueur d’onde de 6560 Å.

Les populations stellaires dominantes dans le domaine visible sont donc des étoiles de type intermédiaire (type A à F) dans la séquence principale et des géantes (type G-K). Par conséquent, les couleurs ainsi que les spectres des galaxies se trouvent sur une séquence bien précise : le spectre d’une galaxie de type donné est caractérisé par le rapport entre le nombre d’étoiles jeunes (âge ≤ 1 milliard d’années) et le nombre d’étoiles vieilles (âge compris entre 3 et 15 milliards d’années). Les spectres et les couleurs intégrées permettent ainsi d’avoir une première estimation de la fraction d’étoiles jeunes et donc du taux de formation stellaire pendant les dernières $10^8 - 10^9$ années.

Dans la mesure où les galaxies locales de même type ont des propriétés spectroscopiques semblables, il a été mis en place des modèles de spectres pour chaque type morphologique (Kennicutt 1992a; Kinney et al. 1996; Mannucci et al. 2001). Ces spectres sont accessibles à la communauté, et sont particulièrement intéressants pour comparer les propriétés des galaxies locales et des galaxies lointaines. Je reviendrai plus en détail sur ce point dans le prochain chapitre. L’utilisation de méthodes automatiques d’analyse de spectres pour reconnaître le type morphologique des galaxies a aussi été proposée (Zaritsky et al. 1995).

Relation avec le taux de formation stellaire

A l’exception des galaxies les plus proches, les moyens observationnels actuels ne permettent pas de résoudre individuellement les étoiles dans les autres galaxies. La plupart des études sur l’histoire de la formation stellaire dans ces galaxies se font donc à partir des spectres intégrés. Les spectres intégrés ne permettent pas de savoir précisément quelle région de la galaxie a émis la lumière (bulbe, disque, région *HII*), mais donnent plutôt une information globale sur la distribution d’énergie lumineuse émise par l’objet. Je vais cependant montrer dans ce paragraphe que l’étude de l’intensité des raies d’émission ou en absorption présentes dans ces spectres permet d’avoir une estimation d’un grand nombre de propriétés physico-chimiques (métallicité, extinction, dynamique). Je vais en particulier insister sur les

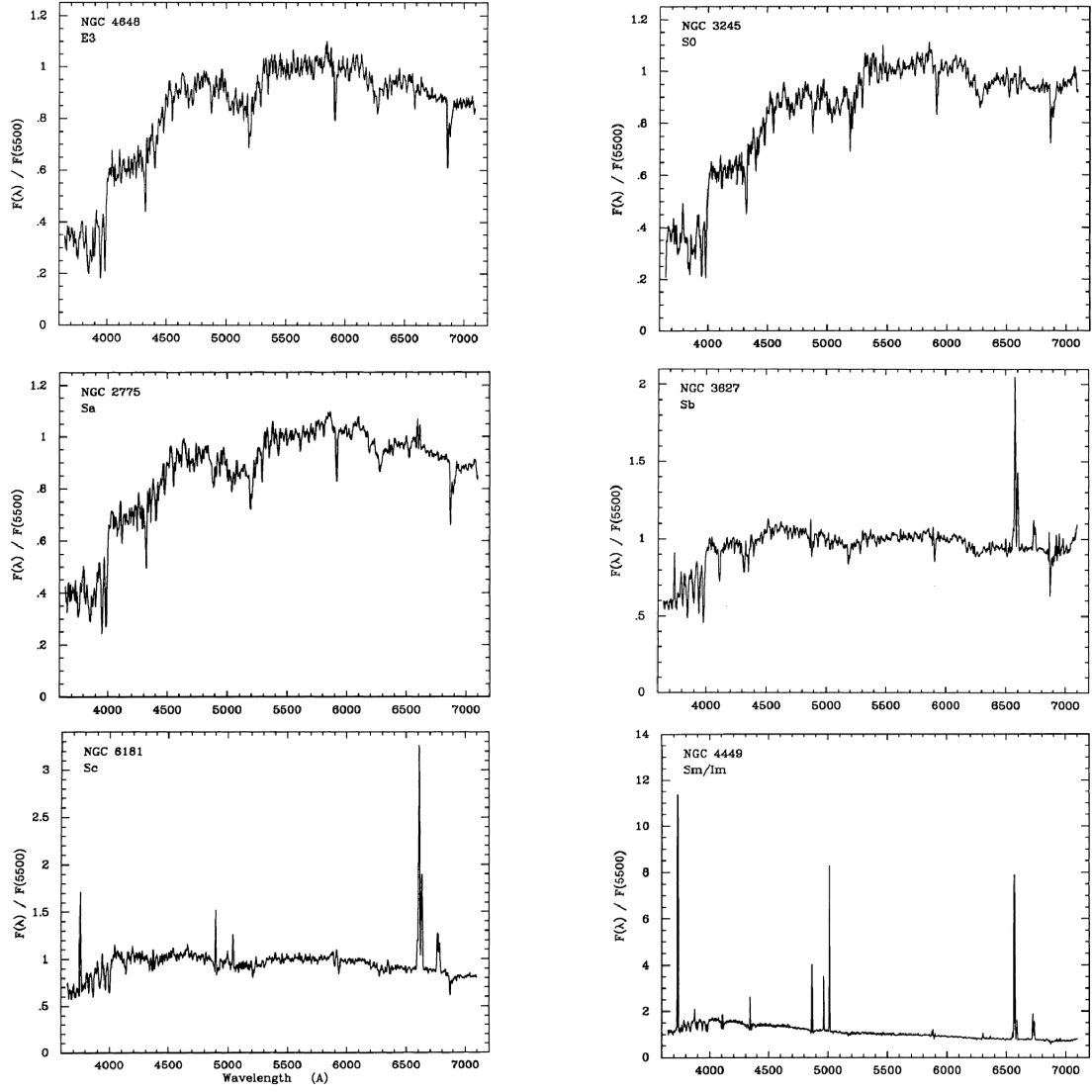


FIG. 2.5 – Variation des spectres le long de la séquence de Hubble, d'après Kennicutt (1992a). Les flux sont normalisés à 1 à $\lambda = 5500 \text{ \AA}$.

méthodes d'estimation du taux de formation stellaire (souvent noté SFR ¹) à partir de la spectroscopie. En effet, le paragraphe précédent a montré comment la présence d'étoiles jeunes contribue à modifier le spectre intégré des galaxies. Pour une description plus complète des différentes méthodes, j'invite le lecteur à consulter l'article de revue de Kennicutt (1998a) ainsi que la thèse de Nicolas Gruel (2001).

Le taux de formation stellaire est une fonction du temps, souvent notée $\psi(t)$, définie comme la quantité de masse de gaz M_g transformée en étoiles par unité de temps :

$$\psi(t) = -\frac{dM_g}{dt} \quad (2.8)$$

On considère souvent un modèle idéal de SFR qui suit une loi de type exponentielle décroissante :

$$\psi(t) = \tau^{-1} \exp(-t/\tau) \quad (2.9)$$

où τ est l'échelle de temps du phénomène de formation stellaire.

Les méthodes d'estimation du SFR à partir des spectres dépendent toutes de la *fonction de masse initiale* (souvent notée IMF ² pour *Initial Mass function* en anglais). Cette fonction, notée $\phi(m)$, est définie telle que la quantité $\phi(m)dm$ soit le nombre d'étoiles nées avec des masses comprises entre m et $m + dm$. Elle est en général normalisée de façon à avoir :

$$\int_{m_l}^{m_u} \phi(m) m dm = M_\odot \quad (2.10)$$

où m_l et m_u sont respectivement les masses limites inférieures et supérieures considérées pour les étoiles, et M_\odot représente une masse solaire (2×10^{33} g). La fonction de masse est souvent représentée par une loi de puissance, la plus connue étant celle de Salpeter (1955), qui est de la forme $\phi(m) \propto m^{-2.35}$.

La première utilisation de la spectroscopie pour estimer le SFR consiste à utiliser le flux dans le continu ultraviolet. En effet, ce continu est fortement dominé par des étoiles jeunes de la séquence principale, avec des masses de l'ordre de $5 M_\odot$. La bande spectrale optimale est située entre 1500 et 2500 Å, suffisamment éloignée de la forêt $Ly\alpha$, et non contaminée par les populations stellaires plus âgées. Il faut noter que cette bande spectrale est inaccessible depuis le sol pour les galaxies locales ($z < 0.5$), mais peut être observée pour les galaxies avec $1 \leq z \leq 5$. Grâce à la mise au point de modèles de synthèse, et en supposant que le SFR est resté constant sur des durées longues par rapport à la durée de vie moyennes ($< 10^8$ ans) des populations dominant l'émission UV, on peut arriver à l'estimation suivante du SFR à partir du continu UV (Madau et al. 1998; Kennicutt 1998a) :

$$SFR(M_\odot \text{ an}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} L_\nu(\text{erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}) \quad (2.11)$$

expression qui suppose une IMF de type Salpeter avec $m_l = 0.1 M_\odot$ et $m_u = 100 M_\odot$.

Cette technique présente l'avantage d'être directement sensible à l'émission des étoiles jeunes, et d'être applicable sur des galaxies à forte formation stellaire sur un grand intervalle de décalages spectraux. Ses inconvénients sont qu'elle est très sensible à la forme de l'IMF, et surtout à l'extinction due à la poussière. La présence de poussière va en effet avoir tendance à cacher les étoiles jeunes, et donc faire chuter la luminosité UV. Ceci va provoquer une incertitude sur l'estimation du SFR. Nous verrons plus tard qu'en présence de poussière, la luminosité infrarouge peut permettre de remonter au

1. pour *Star Formation Rate*. Cet acronyme étant très utilisé dans la littérature, je l'emploierai dans la suite de cette thèse.

2. J'utiliserai également cet acronyme dans la suite de cette thèse

SFR.

La deuxième utilisation possible de la spectroscopie pour estimer le SFR consiste à étudier l'intensité des raies d'émission. En effet, la figure 2.5 montre qu'au fur et à mesure que l'on va vers les galaxies de type tardif, les raies d'émission telles que $H\alpha$, $H\beta$ ou $H\gamma$ deviennent de plus en plus intenses. L'émission $H\alpha$ en particulier est due à des étoiles ayant une masse supérieure à $10M_\odot$ et des durées de vie inférieures à 20 millions d'années, aussi elle donne une indication du SFR instantané, indépendamment de la formation stellaire ayant eu lieu précédemment. Pour des abondances solaires et la même fonction de masse que celle utilisée dans l'équation (2.11), le SFR peut être relié à la luminosité $L(H\alpha)$ par la relation suivante (Kennicutt et al. 1994; Madau et al. 1998) :

$$SFR(M_\odot \text{ an}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H\alpha) (\text{erg s}^{-1}) \quad (2.12)$$

La luminosité $L(H\alpha)$ est déterminée à partir du flux dans la raie par la relation :

$$\log [L(H\alpha)] = \log(H\alpha \times D_L^2) + 57.60975 - 18 \quad (2.13)$$

où $H\alpha$ est le flux (corrigé de l'extinction) mesuré sur le spectre, et D_L la distance luminosité définie dans l'équation (1.10).

Le SFR peut également être estimé à partir des flux mesurés dans les raies $H\beta$ et $H\gamma$. Nous verrons d'ailleurs plus tard que la connaissance du flux dans plusieurs raies de Balmer permet d'avoir une estimation précise de l'extinction. Cette méthode a donc l'avantage de pouvoir donner directement le SFR à partir de l'intensité des raies d'émission, et ce même pour des galaxies à $z \gg 2$. Elle est par contre très sensible à l'extinction ainsi qu'à l'IMF.

La raie $H\alpha$ n'est plus observable dans le visible pour des décalages spectraux $z > 0.5$, aussi il pourrait paraître intéressant d'étudier les raies situées plus dans le bleu. Malheureusement, les raies $H\beta$ ou $H\gamma$ sont souvent trop faibles pour estimer le taux de formation stellaire. Aussi il a été proposé d'utiliser la raie interdite $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$, qui est une des raies les plus intenses dans le bleu, et qui peut être étudiée jusqu'à $z \approx 1.6$. Kennicutt (1992b) trouva une corrélation entre la luminosité $[OII]$ et la luminosité $H\alpha$, et proposa la relation suivante entre le SFR et le flux dans la raie $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$:

$$SFR(M_\odot \text{ an}^{-1}) = (1.4 \pm 0.4) \times 10^{-41} L[OII] (\text{erg s}^{-1}) \quad (2.14)$$

Toutefois Hammer et al. (1997) et Jansen et al. (2001) ont montré que la corrélation trouvée par Kennicutt (1992b) était fausse, notamment à cause d'un biais dans l'échantillon qu'il avait utilisé pour déterminer la relation (2.14). Aussi cela implique qu'il est très difficile d'avoir une estimation précise du SFR à partir de la luminosité dans la raie $[OII]$, et que cette raie doit plutôt être utilisée comme **indicateur** de l'activité de formation stellaire.

Pour finir, il faut mentionner que la connaissance du spectre d'une galaxie dans l'infrarouge permet aussi d'avoir une estimation de la formation stellaire. En effet, nous avons vu plus haut qu'en présence de poussière, la luminosité dans l'UV due aux étoiles jeunes est sous-estimée. Mais les poussières ont la propriété de ré-émettre dans l'infrarouge la lumière qu'elles ont absorbée. Kennicutt (1998b) a alors établi la relation suivante entre le SFR et la luminosité infrarouge, en particulier pour les galaxies à flambée d'étoiles (*starbusts*) où la poussière est très présente :

$$SFR(M_\odot \text{ an}^{-1}) = 4.5 \times 10^{-44} L_{FIR} (\text{erg s}^{-1}) \quad (2.15)$$

où L_{FIR} est la luminosité infrarouge intégrée dans l'infrarouge moyen et lointain ($8 \mu\text{m} \leq \lambda \leq 1000 \mu\text{m}$).

Définition de l'extinction

Certaines méthodes présentées précédemment sont sensibles à l'*extinction*, aussi il me paraît important de revenir plus en détail sur ce paramètre. L'extinction est due à l'absorption du rayonnement UV des étoiles par les poussières, et à sa ré-émission dans les longueurs d'onde infrarouges. Ces poussières sont des grains de métaux qui proviennent de l'explosion sous forme de supernovae des premières générations d'étoiles, qui produisent ces métaux pendant les derniers instants de leur vie. C'est la principale source d'erreurs systématiques du taux de formation stellaire déterminé en particulier à partir de la luminosité UV ou $H\alpha$.

La détermination la plus précise de l'extinction se fait par l'utilisation des raies de recombinaison du système de Balmer, en particulier les raies $H\alpha$, $H\beta$ et $H\gamma$ lorsqu'elles sont détectées en émission. Le rapport précis entre ces raies est connu, et permet de déduire en théorie la valeur d'une raie à partir de la mesure de n'importe quelle autre raie du système de Balmer. Ce rapport n'est pas conservé en présence d'extinction, aussi il permet d'estimer cette dernière.

Les astronomes utilisent la plupart du temps le paramètre A_V pour exprimer l'extinction, qui est défini par :

$$A_V = \frac{cR}{1.47} \text{ mag, avec } R = 3.2 \quad (2.16)$$

c est la correction du rougissement, définie par :

$$c = \frac{1}{f(\lambda_1) - f(\lambda_2)} \left[\log \left(\frac{I(\lambda_1)}{I(\lambda_2)} \times \frac{I_0(\lambda_2)}{I_0(\lambda_1)} \right) \right] \text{ mag} \quad (2.17)$$

avec :

- $f(\lambda_1) - f(\lambda_2)$ l'extinction relative entre deux raies, qui est en général tabulée à partir de $H\beta$. Pour une extinction relative moyenne, $f(H\alpha) - f(H\beta) = -0.37$
- $I(\lambda_1)$ et $I(\lambda_2)$ les flux mesurés sur les spectres des raies λ_1 et λ_2
- $I_0(\lambda_2)/I_0(\lambda_1)$ le coefficient de recombinaison de la raie λ_2 par rapport à la raie λ_1 , mesuré en laboratoire.

2.2.3 Propriétés dynamiques

Les paragraphes précédents ont montré comment le profil d'intensité d'une galaxie et son spectre sont directement corrélés à son type morphologique et à sa formation stellaire passée ou présente. Nous allons voir maintenant comment les propriétés dynamiques des galaxies varient aussi selon leur morphologie.

La relation de Faber Jackson et le Plan Fondamental

Beaucoup d'études ont été faites sur la corrélation entre les diverses propriétés des galaxies elliptiques telles que leurs luminosités, leurs tailles (décrites par le rayon effectif r_e), leur dispersion de vitesse σ . Parmi ces études, deux relations importantes ont émergé.

La première est la relation de *Faber-Jackson* (Faber et Jackson 1976). Cette relation relie la luminosité intrinsèque L d'une galaxie à sa dispersion de vitesse σ , avec $L \propto \sigma^4$. Plus précisément, on a :

$$L = 10^{10} L_\odot \times \left(\frac{\sigma}{220 \text{ km s}^{-1}} \right)^4 \quad (2.18)$$

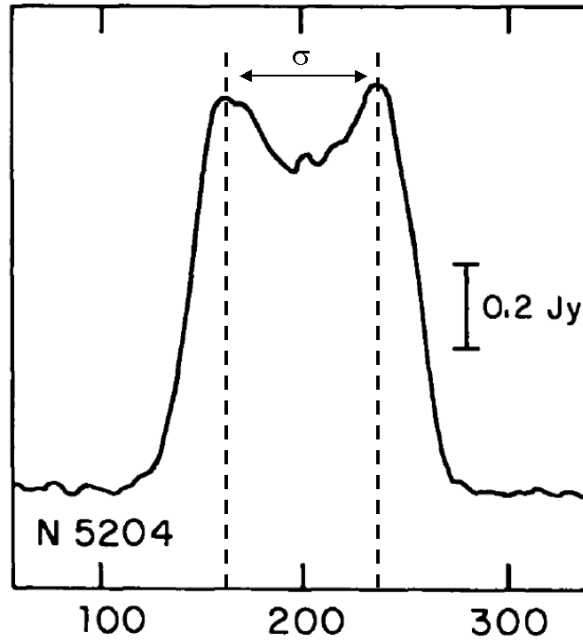


FIG. 2.6 – Exemple de spectre de HI sur la galaxie NGC 5204 montrant la dispersion de vitesse σ correspondante. D’après Tully et Fisher (1977)

où L_{\odot} est la luminosité du Soleil ($3.826 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$). Ainsi, connaissant la dispersion de vitesse d’une galaxie elliptique, sa luminosité intrinsèque peut être déterminée. Connaissant sa luminosité intrinsèque et sa luminosité apparente, on peut alors calculer sa distance.

Cette procédure de mesure de distance a été affinée par la mise en place d’un *plan fondamental* (Dressler et al. 1987; Djorgovski et Davis 1987). Ce plan fondamental fait partie d’un diagramme à trois dimensions, dans lequel la luminosité L est affichée en fonction de la dispersion de vitesse σ et de la brillance de surface Σ_e à l’intérieur du rayon effectif r_e ($\Sigma_e = L(\leq r_e)/\pi r_e^2$). Dressler et al. (1987) ont ainsi montré que L , σ et Σ_e sont reliés par la relation suivante :

$$L \propto \sigma^{8/3} \Sigma_e^{-3/5} \quad (2.19)$$

Dressler et al. (1987) ont aussi introduit le diamètre D_n choisi comme étant le diamètre de l’isophote circulaire pour laquelle la brillance de surface n’excède pas $20.75 \text{ B mag arcsec}^{-2}$. La corrélation trouvée est alors $\sigma \propto D_n^{3/4}$. Cette relation empirique permet donc de déterminer la luminosité intrinsèque des galaxies, et donc d’estimer leur distance.

Ces deux relations restent malgré tout empiriques, et leur origine physique est encore aujourd’hui mal comprise.

La relation de Tully-Fisher

La figure 2.6 montre un exemple de spectre de l’hydrogène atomique HI sur la galaxie spirale NGC 5204 et la dispersion de vitesse σ correspondante. De la même façon que la dispersion de vitesse des galaxies elliptiques permet de remonter à leur luminosité intrinsèque, il existe une relation entre la dispersion de vitesse des galaxies spirales et leur luminosité intrinsèque. C’est la *relation de Tully-Fisher* (Tully et Fisher 1977), qui relie la dispersion de vitesse ΔV de la raie à 21 cm de l’hydrogène atomique HI (mesurée dans les longueurs d’onde radio) à la luminosité L_B de la galaxie en bande B.

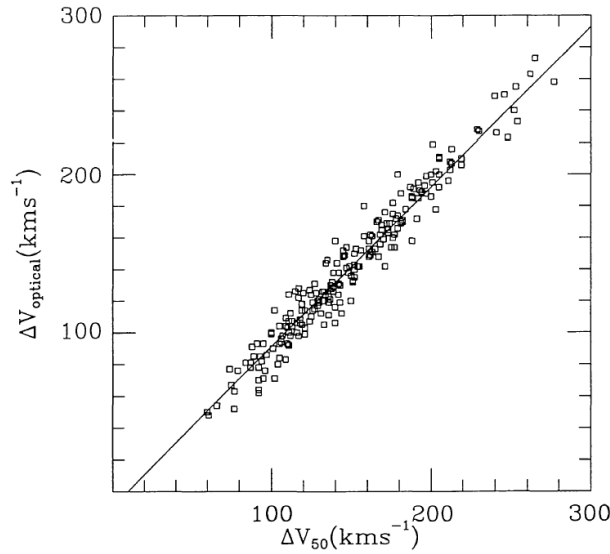


FIG. 2.7 – Corrélation entre la dispersion de vitesse mesurée sur la raie HI (axe des abscisses) et celle mesurée sur la raie $H\alpha$. D'après Mathewson et al. (1992)

Cette relation s'écrit :

$$L_B \propto \Delta V^\alpha \quad (2.20)$$

avec $\alpha = 2.5$. Aaronson et Mould (1983) ont trouvé une pente $\alpha = 3.5$ pour la luminosité en bande B, et une pente $\alpha = 4.3$ pour la luminosité L_H en bande H (centrée sur $1.65 \mu m$). Ils ont également trouvé que la corrélation était meilleure dans l'infrarouge du fait de l'extinction moindre due aux poussières à ces longueurs d'onde.

Dans les relations précédentes, c'est la dispersion de vitesse de la raie HI mesurée dans les longueurs d'onde radio qui est utilisée. On peut donc se demander si les dispersions de vitesse mesurées sur des raies dans le domaine visible sont également utilisables. Mathewson et al. (1992) ont montré (voir figure 2.7) que les dispersions de vitesse mesurées à partir de la raie $H\alpha$ sont très bien corrélées avec celles mesurées sur la raie HI, et qu'on peut donc les utiliser dans l'équation (2.20) pour remonter à la luminosité intrinsèque de la galaxie. Vogt et al. (1993) ont montré qu'on peut également utiliser la dispersion de vitesse mesurée sur la raie $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$. Cette dernière est particulièrement utile pour étudier les galaxies situées à $z \leq 1.6$, car elle devient alors observable dans le domaine visible.

La relation de Tully-Fisher permet donc de connaître la luminosité intrinsèque d'une galaxie spirale à partir de sa dispersion de vitesse, qui peut être mesurée aussi bien dans le domaine visible que dans le domaine radio. Son utilisation principale est la mesure de distances, et a notamment contribué à des mesures précises de la constante de Hubble.

2.3 Conclusion

Ce chapitre a donc été consacré aux propriétés des galaxies dans l'univers local. J'ai particulièrement insisté sur la morphologie des galaxies. Comme on l'a vu, la séquence de Hubble n'est pas seulement visuelle, elle reflète des changements des propriétés physiques des galaxies selon leur morphologie. Ces changements se traduisent notamment par des propriétés photométriques, spectroscopiques et dyna-

miques différentes.

Connaissant les propriétés des galaxies locales, nous pouvons alors nous intéresser aux propriétés des galaxies lointaines. En effet, ces galaxies ont émis leur lumière à des instants très reculés. Aussi, en comparant leurs propriétés à celles des galaxies locales, il doit être possible de mettre en évidence des phénomènes d'évolution, et donc de mieux comprendre les mécanismes de formation des galaxies, en particulier l'origine de la séquence de Hubble. Ceci sera l'objet du prochain chapitre.

Chapitre 3

Résultats

J’ai parlé dans le chapitre précédent des propriétés des galaxies situées dans l’univers proche. Je vais maintenant rentrer dans le vif du sujet et m’intéresser aux résultats que nous avons obtenus sur l’évolution des galaxies depuis $z \approx 1$. Je commencerai par présenter les résultats précédents, qui décrivent les propriétés des galaxies de l’univers lointain. En effet, j’ai montré dans le premier chapitre que l’étude de ces objets devrait contribuer à mieux comprendre les mécanismes d’évolution et de formation des galaxies. En cela la comparaison de leurs propriétés avec les propriétés des galaxies de l’univers proche est particulièrement utile. Comme je mettrai principalement l’accent sur les changements observés dans la morphologie de ces objets, je décrirai alors **GIM 2D**, le logiciel que j’ai utilisé pour réaliser l’analyse morphologique automatique de grands échantillons de galaxies. Je montrerai ensuite le déclin observé dans la formation stellaire depuis $z \approx 1$, déclin que l’on peut attribuer majoritairement à deux populations : les galaxies compactes lumineuses et les galaxies lumineuses dans l’infrarouge. Je présenterai alors les résultats que j’ai obtenus avec GIM2D sur des échantillons de ces deux populations. La dernière section de ce chapitre assurera la transition avec la prochaine partie, puisque nous verrons comment une bonne résolution spectrale est importante pour avoir une estimation correcte du taux de formation stellaire.

3.1 Les résultats précédents

Cette section met l’accent sur les précédents résultats observationnels obtenus à partir des relevés profonds. Je vais d’abord expliquer pourquoi il a été difficile de les obtenir.

3.1.1 Les difficultés liées à l’observation des galaxies lointaines

Les premières observations des galaxies lointaines ($z \geq 0.2$) sont assez récentes, datant des années 80. En effet, comme expliqué au premier chapitre, il a fallu attendre l’installation de récepteurs ultrasensibles au foyer des très grands télescopes pour commencer à pouvoir étudier ces objets. Et encore, malgré tous ces progrès, les astronomes n’avaient principalement accès qu’au décalage spectral de ces galaxies. Leurs propriétés plus caractéristiques telles que leur morphologie par exemple étaient, elles, beaucoup plus difficiles à obtenir. L’étude des galaxies lointaines est en fait très compliquée, et ce pour plusieurs raisons.

La première raison est liée à l’énorme distance nous séparant de ces objets. Comme je l’ai expliqué précédemment, plus une galaxie est située loin de nous et plus elle est faible, ce qui explique la très haute sensibilité requise. Mais plus son diamètre apparent chute également. Ainsi, si on observait une galaxie de même taille que la *Voie Lactée* mais située à $z \approx 1$, celle-ci nous apparaîtrait comme une tache d’environ 2 secondes d’arc de diamètre. Le problème est que l’atmosphère brouille les images des

télescopes situés au sol : l'image d'une étoile au foyer d'un télescope n'est pas une tache de diffraction, mais une tache image élargie par les déformations des ondes lumineuses provoquées par la turbulence atmosphérique. A titre d'exemple, la qualité d'image moyenne au *Cerro Paranal* est de 0.8 secondes d'arc dans le visible, ce qui fait que la résolution spatiale des télescopes du VLT, qui font pourtant 8 mètres de diamètre, est la même que celle d'un télescope de 13 cm ! On voit donc que même au foyer du VLT, l'image d'une telle galaxie n'occupe que deux éléments de résolution, et il est dès lors impossible d'accéder à sa morphologie. Une telle limitation en résolution spatiale a rendu très difficile l'étude de la morphologie des galaxies situées à $z \geq 0.2$. Cela n'a été possible que depuis la réparation du télescope spatial Hubble au début des années 90, dont des instruments comme la *Wide Field and Planetary Camera 2* (WFPC-2) fournissent une résolution spatiale de 0.2 secondes d'arc pour le mode grand champ ($\approx 2.5 \times 2.5$ minutes d'arc carrées). La nouvelle *Advanced Camera for Surveys* installée en mars 2002 sur le HST fournit une résolution spatiale deux fois meilleur sur un champ d'environ 3.5×3.5 minutes d'arc carrées.

L'autre effet direct de ces grandes distances sur les observables est une diminution de la brillance de surface avec le décalage spectral z . Cet effet, connu dans la littérature sous le nom de "*cosmological dimming*", se manifeste par une diminution de la brillance de surface inversement proportionnelle à $(1+z)^4$. En effet, soit B_{int} la puissance émise par une source et par unité de surface et d'angle solide. Cette source a un décalage spectral z et a des distances luminosité et diamètre angulaire correspondantes D_L et D_A . Soit un pinceau d'angle solide Ω de cette source. La luminosité émise vaut alors $L = 2\pi B_{int} \Omega D_A^2 = 2\pi f D_L^2$, avec f le flux reçu par l'observateur. La brillance de surface observée B_{obs} sera alors égale à f/Ω , ce qui est équivalent à $B_{obs} = B_{int} (D_L/D_A)^2$. Or nous avons vu à l'équation (1.11) que $(D_L/D_A) = (1+z)^2$. On en déduit que les brillances de surface B_{int} et B_{obs} sont reliées par la relation $B_{obs} = B_{int}/(1+z)^4$. Ceci a pour effet de faire disparaître les structures les plus faibles des galaxies lointaines telles que le disque par exemple.

La deuxième limitation provient de l'émission lumineuse du fond de ciel, principalement due à l'agitation thermique de l'atmosphère. Cette émission est invisible à l'oeil nu, mais est cependant beaucoup plus brillante que la lumière émise par les galaxies lointaines. Cette émission augmente fortement au fur et à mesure que l'on va vers l'infrarouge, principalement à cause de la présence de nombreuses raies du radical OH en émission. Cet effet est particulièrement gênant pour les galaxies avec $z \geq 2$ qui voient même leur émission UV décalée dans l'infrarouge. Il faut donc pouvoir soustraire en permanence le fond de ciel afin de pouvoir remonter à la lumière émise par la galaxie. Ceci est désormais possible grâce aux récepteurs numériques dont les signaux peuvent aisément être manipulés sur ordinateur. Mais ces techniques ne résolvent pas le problème du bruit de photons apporté par le fond de ciel.

La dernière limitation est liée à l'aspect apparent des galaxies lointaines. En effet, la lumière reçue d'une galaxie dans une certaine bande correspondra toujours à une lumière émise au repos dans une bande avec une longueur d'onde centrale plus basse. Lorsqu'on observe simultanément plusieurs galaxies avec des décalages spectraux différents dans le même filtre, la lumière reçue correspond donc à des longueurs d'onde émises au repos différentes selon z . Cela pose problème pour la classification morphologique des galaxies, car la morphologie d'une galaxie varie fortement avec la longueur d'onde (Giavalisco et al. 1996; Burgarella et al. 2001) : des galaxies identiques mais avec des décalages spectraux différents vont avoir des morphologies apparentes différentes. Si l'on considère en particulier des galaxies situées à $z \geq 0.8$ observées en bande I, elles sont vues telles qu'elles seraient au repos dans l'UV. Comme nous l'avons vu au paragraphe 2.2.2, l'émission UV est surtout dominée par des étoiles jeunes qui se trouvent dans les régions de formation stellaire. Ces galaxies apparaîtront alors comme irrégulières, entraînant une erreur dans leur classification morphologique. Cet effet, connu sous le nom de *k-correction morphologique*, devient encore plus gênant pour les galaxies qui ont beaucoup de poussière : cette dernière provoque une extinction dans le domaine UV et visible et ré-émet la lumière

dans l'infrarouge, donnant alors l'impression d'une morphologie encore plus irrégulière.

Nous voyons donc que l'étude des galaxies lointaines n'est pas un domaine facile. Toutefois, grâce au télescope spatial Hubble et à des techniques instrumentales sur les télescopes au sol de plus en plus pointues, des relevés profonds combinant l'imagerie et la spectroscopie ont pu être obtenus, dont je vais maintenant présenter les résultats.

3.1.2 Les résultats des relevés profonds

Cette partie présente les résultats issus principalement de deux grands relevés profonds : le *Hubble Deep Field North and South* (qui seront désormais notés HDF-N et HDF-S) ainsi que le *Canada France Redshift Survey* (noté CFRS). Je commencerai par décrire chacun de ces relevés, puis je montrerai comment leur étude a permis d'obtenir l'évolution de la couleur centrale et de la morphologie des galaxies, et ainsi de pouvoir estimer l'histoire de la formation stellaire depuis les 8-9 derniers milliards d'années.

Présentation du HDF et du CFRS

Le *Hubble Deep Field* (noté HDF, voir Ferguson et al. (2000)) se compose en fait de deux champs : le *HDF-North* (Williams et al. 1996) (voir la figure 1.3) et le *HDF-South* (Williams et al. 2000; Casertano et al. 2000). Ces deux champs étaient situés autour de $\delta = \pm 62^\circ$, déclinaisons correspondant à des latitudes galactiques $b \approx \pm 50^\circ$, et pour lesquelles le télescope spatial pouvait observer en continu.

Les observations ont été faites avec la WFPC-2 dans les filtres large-bande U_{300} , B_{450} , V_{606} et I_{814} , pour un temps de pose total d'environ 6×24 heures pour le HDF-N et 5×24 heures pour le HDF-S, ce qui a permis d'atteindre une magnitude limite de 27-28 dans ces quatre bandes. Le champ couvert était alors de 5.3 arcmin^2 , correspondant à 4.6 Mpc à $z \approx 3$ (il faut noter que ce champ est très faible par rapport aux structures à grande échelle de l'univers). Le HDF a aussi été observé avec la caméra infrarouge NICMOS dans les bandes J et H, avec une résolution de 0.22 arcsec. Au final ce sont ainsi presque 3000 galaxies qui ont été imagées dans les longueurs d'onde optiques pour le HDF-N, et quasiment autant dans le HDF-S.

Les décalages spectraux des galaxies des HDF ont été mesurés soit à partir de spectres obtenus au sol avec le télescope Keck (Cohen et al. 1996; Lowenthal et al. 1997), soit à partir de la technique dite de "*Redshift photométrie*" (Pello et al. 1996; Vanzella et al. 2004) qui consiste à utiliser les images d'une galaxie dans plusieurs bandes pour remonter à sa distribution d'énergie et à la comparer avec des modèles de distribution d'énergie connus. Cette dernière technique a permis d'obtenir le décalage spectral sur des galaxies 100 fois plus faibles que la limite spectroscopique des télescopes au sol. Les résultats issus de ces deux techniques ont montré que le décalage spectral moyen dans le HDF-N est $z \approx 1$ à $R = 24$. La galaxie la plus lointaine dans ce champ est située à $z = 5.6$.

L'intérêt du HDF est qu'il a été le premier permis d'étudier l'évolution morphologique des galaxies très lointaines, jusqu'à des instants où l'univers avait environ le cinquième de son âge actuel.

L'autre relevé profond dont je vais décrire les résultats est le *Canada France Redshift Survey*. Ce relevé est le résultat d'une collaboration Franco-Canadienne au *Canada France Hawaiï Telescope* (CFHT) débutée en 1992, dont le but était de réaliser un échantillon complet de galaxies de champ jusqu'à $z \approx 1$. Cette collaboration amena la construction d'un échantillon de 600 galaxies, réparties dans 5 champs d'environ $10 \times 10 \text{ arcmin}^2$ et situés à des latitudes galactiques $|b| > 45^\circ$ (Lilly et al. 1995b). Contrairement au HDF, l'observation de galaxies sur un tel champ permet de ne plus être sensible aux effets de regroupement (*clustering* en anglais) provoqués par la structure filamenteuse de la distribution des galaxies dans l'univers. Les galaxies ont été sélectionnées en satisfaisant le critère

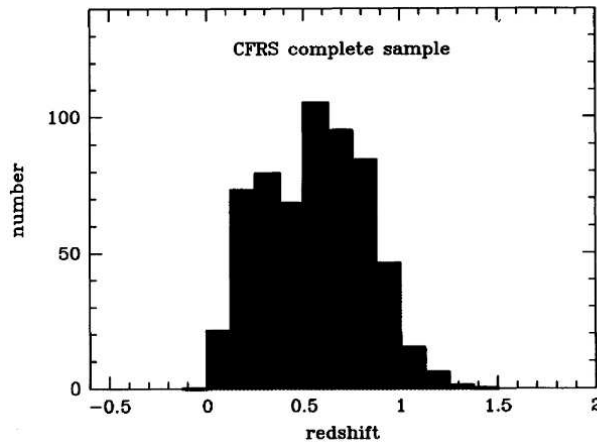


FIG. 3.1 – *Distribution du décalage spectral pour les galaxies du CFRS. D'après Crampton et al. (1995)*

$I_{AB} \leq 22.5$. Cette sélection a été faite en bande I afin de minimiser les problèmes de comparaison avec les galaxies locales. En effet, comme expliqué au paragraphe 3.1.1, les observations en bande I correspondent à la bande B au repos pour les objets situés à $z \geq 0.9$, rendant leur morphologie plus irrégulière.

Une fois ces galaxies sélectionnées, leurs spectres ont été mesurés grâce au spectrographe multi-objets MOS-SIS installé sur le CFHT. Ces spectres, qui s'étendaient entre 4250 Å et 8500 Å avec une résolution spectrale de 40 Å, ont permis d'obtenir le décalage spectral de 591 galaxies (Le Fevre et al. 1995; Lilly et al. 1995a; Hammer et al. 1995), dont l'histogramme est montré sur la figure 3.1 (Crampton et al. 1995).

Les galaxies du CFRS ont également pu être imagées à haute résolution, soit depuis le sol (Schade et al. 1996), et surtout avec le télescope spatial Hubble (Schade et al. 1995; Brinchmann et al. 1998; Lilly et al. 1998; Schade et al. 1999; Le Fèvre et al. 2000). Il a ainsi été possible d'étudier la morphologie des galaxies jusqu'à $z \approx 1$.

Je vais montrer dans les prochains paragraphes comment la combinaison de ces différentes études a clairement permis de mettre en évidence depuis les 8-9 derniers milliards d'années des mécanismes d'évolution. Cette évolution se traduit non seulement par des changements dans la morphologie et la couleur des galaxies lointaines, mais elle montre également comment la formation stellaire a chuté depuis cette époque.

Evolution morphologique

Un des résultats les plus marquants des relevés profonds est l'augmentation avec le décalage spectral du nombre de galaxies dites "particulières", dont le type morphologique ne rentre pas dans la séquence de Hubble. Ainsi, Abraham et al. (1996a) ont étudié la morphologie d'un échantillon de 300 galaxies dans le HDF-N avec $I \leq 25$, et ont montré que 30% de ces galaxies ont une morphologie très irrégulière, montrant parfois des signes d'interaction et de fusion, résultat retrouvé par van den Bergh et al. (1996) qui ont classé visuellement le même échantillon de galaxies dans le système DDO. La table 3.1 montre la fraction de chaque type morphologique DDO dans le HDF-N, et on peut y voir un fort pourcentage de galaxies "particulières", avec un taux atteignant 39%, en accord avec le taux mesuré par Abraham et al. (1996a). Un taux semblable (32%) a été mesuré par Brinchmann et al. (1998) à partir d'observations HST de galaxies dans le CFRS et le LDSS, dont les décalages spectraux z étaient compris entre $0.7 \leq z \leq 0.9$, résultat confirmé par van den Bergh (2001) après classification

Type morphologique	Fréquence (%)
E+S0	27
SO/Sa+E/Sa	2
Sa+Sab	17
Sb+Sbc	2
Sc+Sc/Ir	1
Ir+4	
S	6
Non classées	39

TAB. 3.1 – *Fréquence des types morphologiques dans le HDF-N. D’après van den Bergh et al. (1996)*

visuelle de 229 galaxies dans le CFRS.

Comme on l’a vu plus haut, la morphologie des galaxies spirales dans l’UV est très irrégulière, aussi on pourrait se demander si cette augmentation du nombre de galaxies irrégulières avec le décalage spectral n’est pas simplement liée à cet effet *k-correction morphologique*. Mais Brinchmann et al. (1998) ont prouvé que cela n’était pas le cas, et cela a été confirmé par les observations NICMOS de ces galaxies dans l’infrarouge, correspondant au domaine visible au repos (Ferguson et al. 2000) : *les galaxies irrégulières dans le domaine visible le sont aussi dans l’infrarouge*. Ceci est montré sur la figure 3.2, qui montre les images en ”vraies couleurs” de plusieurs galaxies dans le HDF, soit avec la WFPC-2 (combinaison d’images faites avec les filtres B_{450} , V_{555} et I_{814} , colonne de gauche), soit avec la WFPC-2 et NICMOS (combinaison d’images faites avec les filtres I_{814} , J_{110} et H_{160} , colonne de droite). On y voit clairement que même à $z \leq 1$, les galaxies qui ont une morphologie irrégulière dans le visible ont la même morphologie dans l’infrarouge. Ces galaxies montrent aussi des couleurs au repos très bleues (van den Bergh et al. 1996), traduisant la présence de formation stellaire, et la spectroscopie de galaxies du CFRS a montré que la fraction de galaxies formant des étoiles augmente avec le décalage spectral (Hammer et al. 1997).

Le paragraphe 2.1.2 a montré que la présence d’interactions gravitationnelles a pour conséquence de déformer la morphologie des galaxies, ce qui fait que le résultat d’une fusion de galaxies aura un aspect irrégulier. Le Fèvre et al. (2000) se sont intéressés à l’évolution du taux de fusion des galaxies avec le décalage spectral z , et ont trouvé qu’il suivait une loi proportionnelle à $(1+z)^4$, ce qui implique qu’une galaxie typique aura subi entre 1 et 2 fusions entre $z = 1$ et $z = 0$, avec au moins un événement de fusion situé deux milliards d’années autour de $z = 1$. Ce résultat a été étendu jusqu’à $z = 3$ par Conselice et al. (2003).

Un autre fait important est que le diamètre apparent de ces galaxies est très faible, impliquant des tailles physiques plus petites. La figure 3.3 montre ainsi le résultat de la distribution du rayon contenant la moitié de la lumière r_{hl} sur 522 galaxies dans le HDF avec $I_{814} \leq 26.0$ (Marleau et Simard 1998). On peut y voir que la majorité des galaxies ont $r_{hl} \leq 0.5$ secondes d’arc.

Ces différents résultats montrent donc que les galaxies dans le passé étaient en majorité plus irrégulières, plus petites et formaient plus d’étoiles que les galaxies actuelles. Leur forme irrégulière s’explique principalement par l’augmentation du nombre de galaxies ayant ou étant en train de subir des phénomènes de fusion. Pour de telles galaxies, la classification morphologique de Hubble n’est plus appropriée. Malgré tout, il reste à connaître la dynamique de ces objets pour mieux comprendre les mécanismes physiques les régissant, et en particulier les échanges de masse ayant lieu durant les phases de fusion.

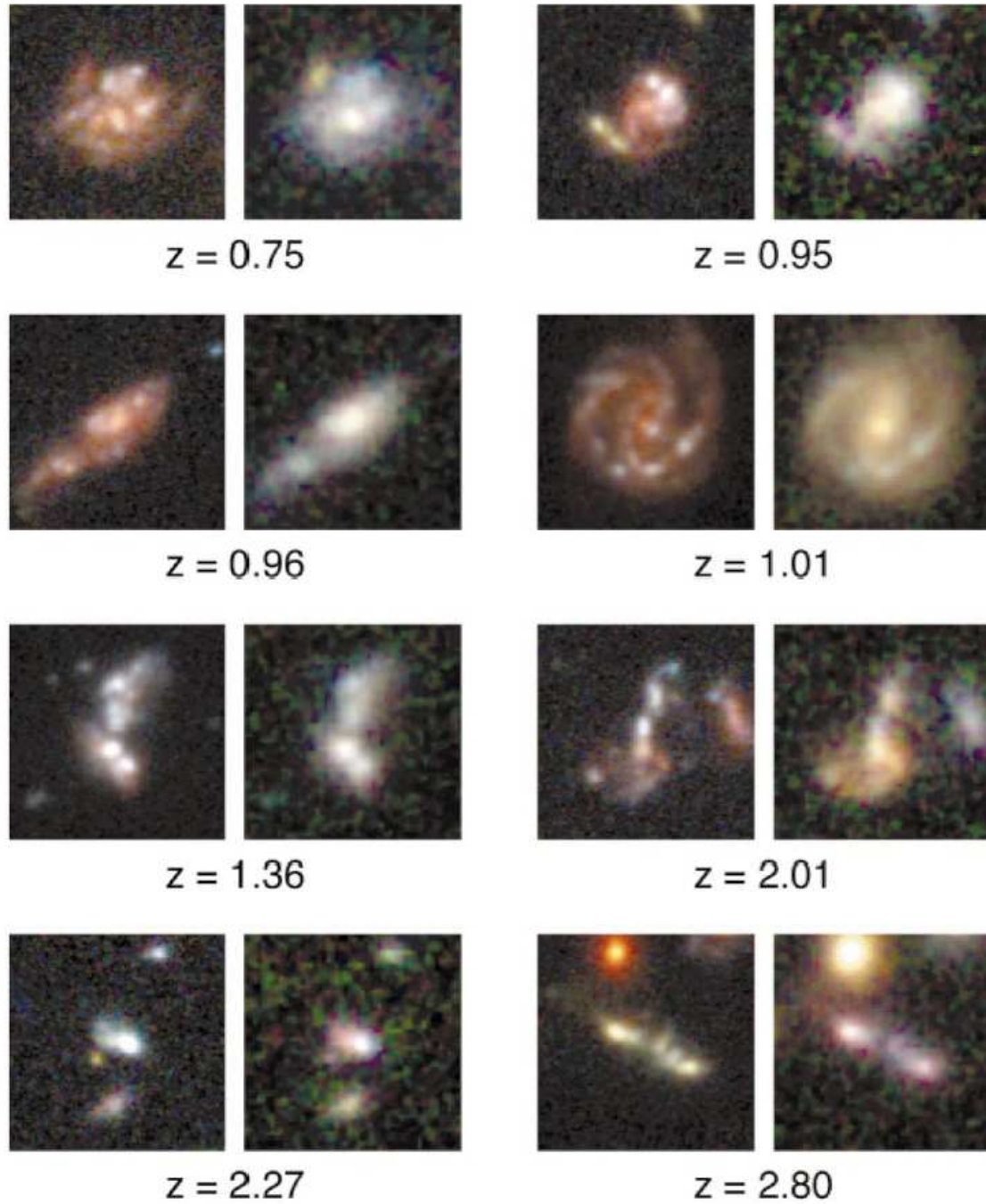


FIG. 3.2 – Montage comparant les morphologies dans le visible et l'infrarouge de plusieurs galaxies à différents z dans le HDF. D'après Ferguson et al. (2000)

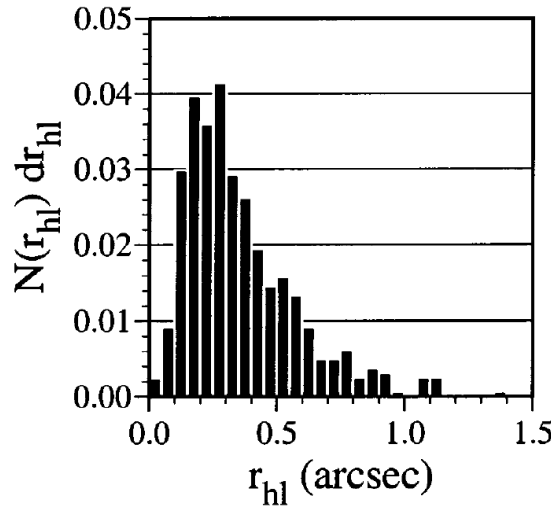


FIG. 3.3 – *Distribution du rayon contenant la moitié de la lumière des galaxies dans le HDF. D'après Marleau et Simard (1998)*

L'observation de grandes galaxies spirales situées à $0 \leq z \leq 1$ montre que ces galaxies ont subi des phénomènes d'évolution jusqu'à $z \geq 0.5$. Le premier indice est lié à l'évolution de la brillance de surface du disque. Schade et al. (1995) ont noté à partir d'observations HST de 32 galaxies spirales normales dans le CFRS avec le HST que la brillance de surface du disque était de 1.2 magnitudes plus brillante pour les galaxies situées à $0.5 \leq z \leq 1.1$ que la valeur de Freeman pour les galaxies locales ($21.3 \text{ mag arcsec}^{-2}$), valeur qu'on retrouvait dans la brillance de surface du disque des galaxies situées à $z \leq 0.5$. Cette évolution a aussi été retrouvée par Schade et al. (1996) sur un échantillon de 143 galaxies du CFRS observées avec le CFHT au sol avec une résolution angulaire moyenne de 0.67 secondes d'arc. Des observations HST sur un plus grand échantillon de galaxies (Brinchmann et al. 1998; Lilly et al. 1998) ont confirmé ce résultat, également trouvé dans le HDF par Abraham et al. (1999a). Enfin, plus récemment, Glassman et al. (2002) ont également observé sur 12 galaxies situées à $\bar{z} = 0.6$ une telle augmentation de la brillance de surface. Cette dernière étude est originale car elle a utilisé des observations à haute résolution angulaire dans l'infrarouge fournies par le système d'Optique Adaptative équipant les télescopes Keck américains.

Cette augmentation de la brillance de surface du disque avec z peut être interprétée comme étant la conséquence de phases de formation stellaire. Lilly et al. (1998) ont en effet montré que les galaxies spirales les plus lointaines ont une couleur au repos (U-V) plus bleue qu'une spirale normale, hypothèse confirmée par les spectres CFRS qui montrent aussi une largeur équivalente $EW([OII])$ plus élevée. A partir de cartes de couleur de galaxies dans le HDF situées à $\bar{z} \approx 0.5$, Abraham et al. (1999a) ont montré que les disques présentaient des dispersions dans leur couleur, traduisant là aussi une chute de la formation stellaire depuis cette époque. Ces deux études permettent de supposer que le taux de formation stellaire des galaxies spirales a chuté d'un facteur 3 depuis $z \approx 0.7$, valeur qui est en accord avec les modèles d'évolution de la Voie Lactée.

Enfin, il faut noter que ces galaxies spirales voient leur morphologie devenir de plus en plus irrégulière lorsque z augmente, permettant de les raccorder à la population de galaxies irrégulières décrite plus haut et à l'évolution du taux de formation stellaire. Lilly et al. (1998) montrent également que les galaxies à même z ont des propriétés physiques semblables, et que leur taille (caractérisée par r_d) n'a quasiment pas évolué depuis $z \approx 1$, avec un rayon de disque $r_d \geq 4 h_{50}^{-1}$ kpc.

Une autre conclusion du HDF a été la diminution du nombre de galaxies barrées avec z (van

Type morphologique	$z < 0.50$	$0.50 < z < 0.70$	$z > 0.70$
S	77%	95%	96%
S(B)+S(B?)	6%	5%	4%
SB	17%	0%	0%

TAB. 3.2 – *Frequence des galaxies barrées dans les HDF-N et HDF-S. D’après van den Bergh (2002).*

den Bergh et al. 1996). D’après Abraham et al. (1999b), ce résultat était uniquement dû à des effets physiques et non pas à des effets observationnels tels qu’une résolution angulaire trop faible ou un rapport signal sur bruit insuffisant. Ainsi la table 3.2 montre la fraction de galaxies spirales (incluant les galaxies S0) de z connu qui sont barrées dans les HDF-N et HDF-S. Ces résultats sont assez étranges dans la mesure où on attend de nombreuses galaxies barrées dans l’univers lointain en raison de leur dynamique moins stable et de l’augmentation du nombre de galaxies en fusion. Les raisons évoquées pour cette absence de galaxies barrées dans l’univers lointain sont encore inconnues. Abraham et al. (1999b) ont proposé que les galaxies à de tels z sont encore trop instables dynamiquement pour permettre le développement de barres, que la matière noire y est sur-abondante, ou que les barres peuvent plus facilement être détruites à de tels décalages spectraux.

Des études plus récentes ont remis en cause ces résultats, car ils ont été obtenus à partir d’images WFPC-2, dont le filtre le plus rouge est le filtre I_{814} . Pour un objet situé à $z = 0.7$, les observations dans ce filtre correspondent au repos à la bande V, bande dans laquelle les barres sont difficiles à identifier. Dès lors on peut se demander si cette absence de barres n’est pas malgré tout un effet observationnel, notamment dû aux problèmes de *k-correction* morphologique. Ainsi Sheth et al. (2003) ont ré-étudié les images V_{606} et I_{814} du HDF-N ainsi que les images NICMOS prises dans le filtre H_{160} . L’avantage des images NICMOS est qu’elles correspondent aux bandes V à I au repos, permettant dans ce cas de mieux voir les barres. Ils ont retrouvé pour les galaxies situées à $z < 0.7$ la même fraction de galaxies barrées que Abraham et al. (1999b). Mais ils ont également identifié à partir des images NICMOS 4 galaxies barrées situées à $z > 0.7$ et cinq galaxies candidates, dont 2 situées à $z = 1.66$ et $z = 2.37$, alors que van den Bergh et al. (1996) et Abraham et al. (1999b) trouvaient respectivement 0 et 2 galaxies barrées situées à $z > 0.5$. La fraction de galaxies barrées (4/95) situées à $z > 0.7$ reste donc faible, mais Sheth et al. (2003) supposent qu’elle est liée à des effets de sélection provoqués par la résolution spatiale des images NICMOS. En effet, celle-ci ne permet de détecter que des structures avec une taille supérieure à 10 kpc. Les barres détectées dans les images NICMOS ont ainsi une taille d’environ 12 kpc. Mais Sheth et al. (2004) trouvent que la fraction (1/44) de galaxies avec des barres d’une telle taille est également très faible dans l’univers local. La fraction de galaxies barrées détectées à partir des images NICMOS est donc égale, si ce n’est supérieure, à celle de l’univers local, ce qui finalement laisse penser que la fraction de galaxies barrées ne diminue pas quand z augmente. Ces résultats ont été confirmés par l’analyse préliminaire d’environ 700 galaxies situées à $0.6 < z < 0.8$ et imagées par l’*Advanced Camera for Surveys* (ACS) dans le cadre du relevé profond COSMOS¹. Des galaxies barrées ont été identifiées à ces décalages spectraux, et leur fraction est d’environ 50%, soit quasiment la même que celles des galaxies barrées dans l’univers local.

Enfin de nouveaux travaux menés au GEPI sur les champs du CFRS (Zheng et al. 2004) semblent aussi montrer que le nombre de galaxies barrées n’a pas chuté depuis $z = 1$. Ces conclusions ont été obtenues après avoir examiné des cartes de couleur spatialement résolues ($V_{606} - I_{814}$) ou ($B_{450} - I_{814}$) réalisées sur des galaxies du CFRS imagées par la WFPC-2, et en combinant les informations d’un logiciel de classification morphologique de galaxies. Je reviendrai plus en détail sur ces techniques à la section 3.5. Toutes ces études sur les galaxies barrées nécessitent une meilleure connaissance de la dynamique interne de ces objets, d’où les développements instrumentaux adéquats.

1. voir le site web <http://www.ifa.hawaii.edu/aussel/Cosmos/index.html>

L'évolution des galaxies elliptiques a aussi pu être étudiée entre $z = 0$ et $z = 1$. Kodama et al. (1999) ont étudié une population de 35 galaxies elliptiques dans le HDF-N situées à $\bar{z} \approx 0.9$, et trouvent que la moitié de ces galaxies ont une couleur semblable aux galaxies elliptiques de l'amas de la Vierge, ce qui d'après eux est en accord avec les résultats prédits par le modèle d'effondrement primordial. Schade et al. (1999) ont eux étudié l'évolution de 46 galaxies elliptiques dans le CFRS observées avec le HST, sélectionnées à partir de leur profil de luminosité (loi de De Vaucouleurs). Au contraire de Kodama et al. (1999), ils trouvent que la magnitude absolue de ces galaxies évolue avec z : une galaxie d'une certaine taille est plus lumineuse de $\Delta M_B = -0.97 \pm 0.14$ mag à $z = 0.92$ par rapport aux galaxies elliptiques du groupe local. Ils observent aussi que la couleur au repos évolue elle aussi avec z , avec $\Delta(U - V) = -0.68 \pm 0.11$ à $z = 0.92$ par rapport aux galaxies de l'amas de la Vierge. Un tiers des galaxies étudiées montre aussi des raies d'émission $[OII]$, qu'ils attribuent à de la formation stellaire. D'après eux, ces résultats sont en accord avec un modèle de galaxie composé en majorité d'une vieille population à laquelle se superpose une population plus jeune, rejetant dès lors un modèle de formation des galaxies basé sur l'effondrement monolithique, et favorisant un modèle hiérarchique, hypothèse confortée par Le Fèvre et al. (2000) qui a montré que le taux de fusion augmentait avec z .

Abraham et al. (1999a) ont observé sur leurs cartes de couleur que 40% des galaxies elliptiques situées à $0.4 < z < 1$ dans le HDF, en particulier les plus faibles, montrent des signes de formation stellaire ayant eu lieu pendant le derniers tiers de l'époque précédant le moment de l'émission de leur lumière. D'après eux, un tel taux de galaxies elliptiques avec ces caractéristiques confirme un modèle de formation des galaxies de type hiérarchique. Ils indiquent toutefois que la grande majorité des galaxies de type précoce ont achevé la majorité de leur formation stellaire à $z \approx 1 - 1.5$. Cette étude a été complétée par Menanteau et al. (2001) sur un échantillon de 79 galaxies elliptiques avec $I_{814} < 24$ dans les HDF-N et HDF-S, qui remarquent une forte dispersion de la couleur pour 30% d'entre elles, caractéristique là encore d'épisodes récents de formation stellaire, notamment par la présence de coeurs bleus. D'après des modèles de synthèse de population stellaire, l'observation de ces coeurs bleus peut s'expliquer par un pic récent de formation stellaire, ayant eu lieu un milliard d'années avant l'époque d'observation des galaxies, superposé à une population plus vieille. On retrouve là les conclusions de Schade et al. (1999), pouvant s'expliquer notamment par des résultats de fusion de galaxies. En supposant que le champ du HDF soit représentatif, cela signifie que 50% des galaxies elliptiques à $z \approx 1$ ont connu des épisodes similaires. Là encore, ces conclusions vont plutôt à l'encontre du modèle d'effondrement primordial, et favorisent des scénarios de formation de galaxies prévus par le modèle hiérarchique. Ellis et al. (2001) ont également étudié l'évolution de la couleur de 60 E/S0 situées à $z \leq 1$ dans les HDF-N et HDF-S avec $I_{814} \leq 24$, et observent quelques galaxies elliptiques bleues dont ils expliquent aussi la présence par la fusion de galaxies de type tardif. Plus récemment, van Dokkum et Ellis (2003) ont combiné les images du HDF avec les spectres obtenus avec le télescope Keck I sur un échantillon de 10 galaxies elliptiques situées à $\bar{z} \approx 0.9$. Ces spectres révèlent la présence d'une population jeune, et là encore la population totale peut se décomposer comme la somme d'une population et d'une population plus jeune, résultat semblable à celui trouvé par Menanteau et al. (2001). Ces résultats ont été confirmés par Gebhardt et al. (2003) qui ont étudié la relation de Faber-Jackson sur 36 galaxies appartenant au relevé profond DEEP et situées à $0.3 \leq z \leq 1.0$, avec un décalage spectral médian $\bar{z} = 0.8$. Les dispersions de vitesse ont été calculées à partir de spectres obtenus sur le télescope Keck. Cette étude montre aussi des signes d'évolution pour les galaxies elliptiques : la pente en +4 dans l'équation (2.18) ne change pas. Par contre la luminosité évolue, avec une luminosité plus brillante de 2.8 magnitudes à $z = 1$. D'après eux, cette évolution de la brillance peut s'expliquer par un pic initial de formation d'étoiles impliquant 90% de la masse initiale, auquel vient s'ajouter une population plus jeune composée des 10% de masse restante.

Cette évolution morphologique des galaxies selon z est résumée sur la figure 3.4. La morphologie des

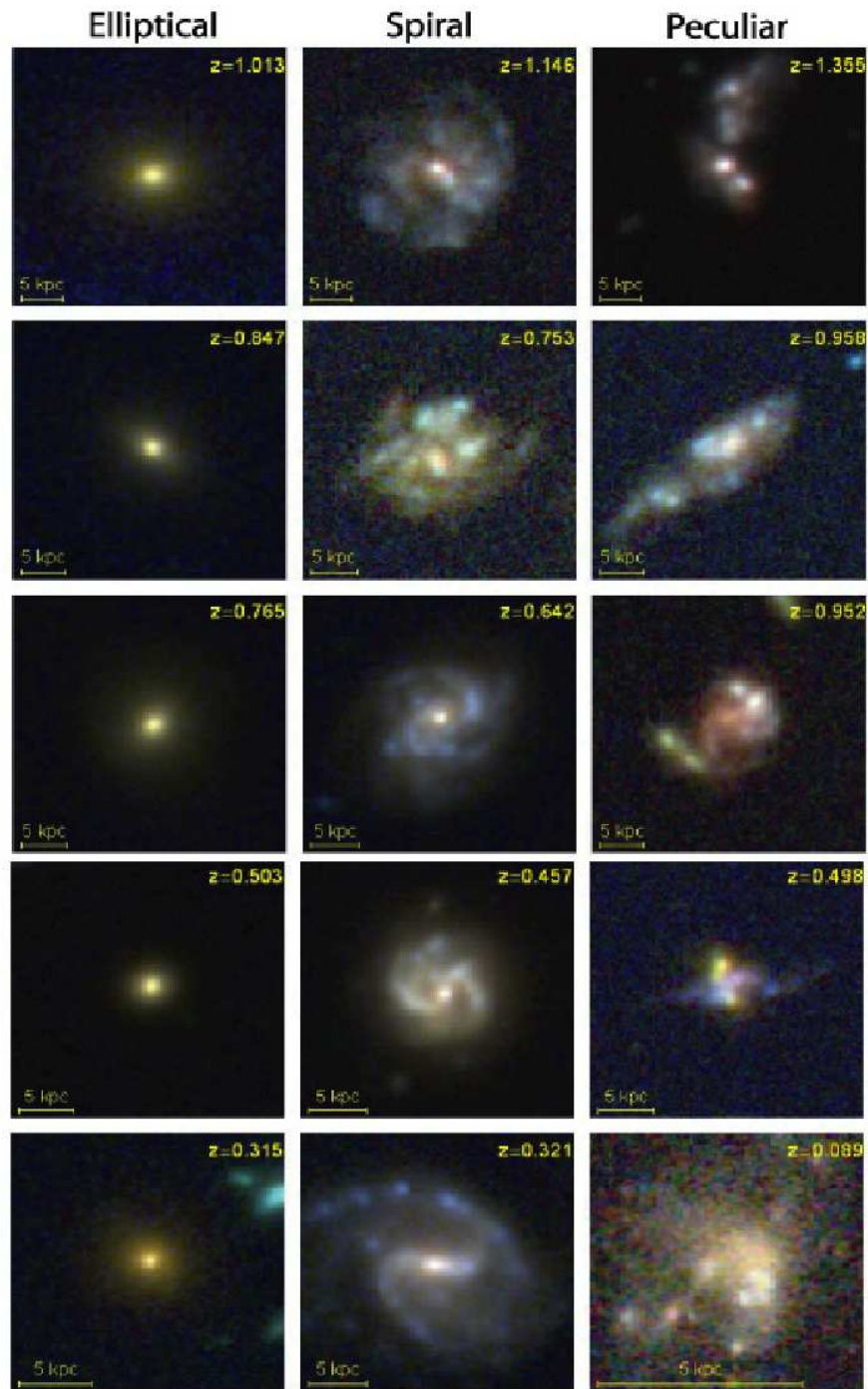


FIG. 3.4 – Evolution des galaxies de différent type morphologiques dans le HDF. Pour chaque type morphologique, les galaxies sont classées par z décroissant. D'après Abraham et van den Bergh (2001)

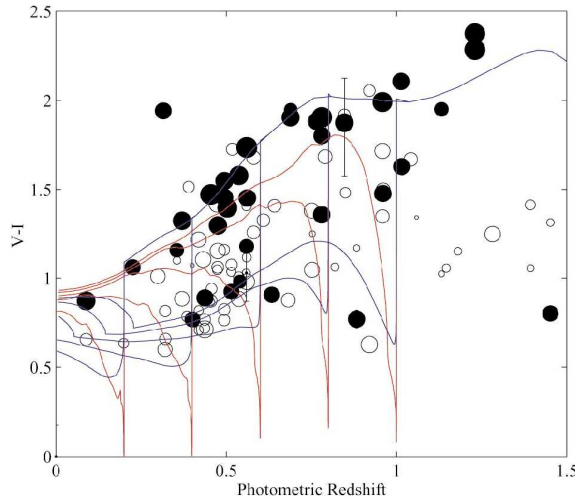


FIG. 3.5 – *Evolution de la couleur observée $V_{606}-I_{814}$ pour les elliptiques (disques) et les bulbes (cercles) en fonction de z . La ligne supérieure représente la couleur attendue pour une galaxie elliptique ayant subi son pic de formation stellaire à $z = 3$. D'après Ellis et al. (2001)*

galaxies elliptiques semble n'avoir subi aucun changement entre $z = 0$ et $z = 1$. Pourtant les résultats ci-dessus ont montré que la couleur de certaines de ces galaxies est plus bleue que celle des galaxies de l'univers local. Ces objets montrent donc comment la combinaison des informations provenant de la couleur et de la morphologie est importante pour comprendre l'évolution des galaxies. Les galaxies spirales voient leur morphologie devenir de plus en plus irrégulière quand z augmente, de la même façon que les galaxies irrégulières dans la colonne de droite dont la nature reste à éclaircir. Les galaxies elliptiques ainsi que les grandes galaxies spirales semblent donc n'avoir subi que peu d'évolution depuis $z \approx 1$, d'autant plus que les études décrites précédemment ont montré que leur densité volumique comobile n'a quasiment pas changé, alors que les galaxies irrégulières ont vu leur nombre diminuer depuis $z = 1$. Ces résultats favorisent l'hypothèse du modèle hiérarchique de formation des galaxies, aussi il paraît important d'étudier l'évolution de ces galaxies pour essayer de comprendre comment la séquence de Hubble observée dans l'univers local a pu se former.

Evolution de la couleur centrale

Un autre point important de l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$ est que plusieurs galaxies spirales montrent des bulbes avec une couleur plus bleue que celle d'une galaxie elliptique. Ceci a d'abord été étudié par Abraham et al. (1999a) sur un échantillon de 13 galaxies avec $I_{814} < 21.9$ situées à $z \leq 1$. En réalisant des cartes de couleur, et en isolant les pixels appartenant à une ouverture circulaire de 10 pixels de diamètre située au centre de la galaxie, ils observent que les bulbes sont systématiquement plus rouges que le disque, confirmant ce que l'on retrouve dans les galaxies de l'univers local. Mais au contraire de ces dernières, la couleur des bulbes est moins rouge que celle des galaxies elliptiques, traduisant une population stellaire moins évoluée. Ces indices sont en accord avec le modèle hiérarchique, où le disque se forme progressivement par accrétion du gaz dans le bulbe.

Ces résultats ont été confirmés par Ellis et al. (2001) qui ont étudié l'évolution de la couleur avec z sur un échantillon de 95 galaxies spirales avec $I_{814} \leq 24$, situées à $z \leq 1$ dans les HDF-N et HDF-S. Concernant le bulbe des spirales, la couleur était mesurée dans une ouverture dont le diamètre valait 5% du grand axe de l'ellipse entourant la galaxie. La figure 3.5 compare la couleur des galaxies ellip-

tiques (disques) et des bulbes des galaxies spirales de même z . On peut y voir qu'à z donné, les bulbes sont le plus souvent plus bleus que les elliptiques, et leur couleur est plus dispersée que celles des elliptiques, mais on retrouve malgré tout des bulbes plus rouges que le disque, ce qui est compatible avec les galaxies observées aujourd'hui. Une interprétation possible de ce résultat est donc que le bulbe a connu un épisode récent de formation stellaire mettant en jeu 15% de sa masse, et que cette jeune population se superpose à une population plus âgée, expliquant les couleurs observées.

L'étude des images des galaxies lointaines a donc montré que ces galaxies ont connu des phénomènes d'évolution, tant du point de vue de leur morphologie que du point de vue de leur couleur. Etant donné le très grand nombre de galaxies appartenant à chaque relevé, il est fastidieux d'étudier individuellement chaque galaxie. Aussi des méthodes automatiques d'analyse des galaxies sont apparues ces dernières années. L'objet de la prochaine section est précisément la présentation des méthodes de classification automatique des galaxies par ordinateur.

3.2 Classification automatique des galaxies

Pendant très longtemps, les astronomes ont eu l'habitude de classer les galaxies à l'oeil, comparant les galaxies observées avec des modèles de galaxie de type morphologique connu, afin de pouvoir les classer dans la séquence de Hubble. Cette méthode reste subjective, et on observe typiquement des dispersions de deux types morphologiques après classification par deux personnes différentes (Naim et al. 1995).

La classification visuelle devient encore plus difficile lorsque l'on observe les galaxies lointaines. En effet, du fait de leur éloignement, les images sont non seulement plus petites, mais elles sont également plus faibles, et le rapport signal sur bruit chute rapidement. A cela s'ajoute le fait que le nombre de galaxies augmente énormément avec z , et le processus de classification visuelle peut alors rapidement devenir pénible. Ainsi Marleau et Simard (1998) prouvent que 40% des galaxies du HDF-N considérées comme elliptiques par van den Bergh et al. (1996) sont en fait des galaxies spirales, mais que leur très faible diamètre apparent ($r_{1/2} \leq 0''.31$) entraîne une confusion dans leur classification morphologique. Tous ces problèmes ont donc contribué au développement de méthodes de classification automatique de galaxies par ordinateur, largement utilisées aujourd'hui. Les avantages de ces méthodes sont qu'elles sont non seulement reproductibles (contrairement aux classifications visuelles), mais qu'en plus leurs limitations peuvent être connues, notamment par l'utilisation de simulations de type Monte-Carlo.

3.2.1 Les différentes méthodes

Une des méthodes de classification automatique les plus répandues a été proposée par Abraham et al. (1994, 1996b). Dans ce système, les galaxies sont caractérisées par un paramètre de concentration C et un paramètre d'asymétrie A . Le paramètre C est en quelque sorte une automatisation du système de Yerkes défini à la section 2.1. La figure 3.6 montre un tel diagramme Asymétrie / Concentration. Comme on peut le voir, ce système permet de classer une galaxie dans une des trois classes *Elliptiques/Spirales/Irrégulières*, mais il est impossible ensuite de remonter à l'un des sous-types morphologiques dans la séquence de Hubble. Abraham et al. (2003) ont récemment proposé un nouvel outil, le *coefficient de Gini*, pour mesurer le paramètre de concentration.

Conselice (2003) a récemment rajouté à ce système un autre paramètre, dit de degré d'aggrégation (noté S). Ce dernier paramètre permet surtout de quantifier le contenu en hautes fréquences spatiales des galaxies, et ainsi de mettre en évidence les régions de formation stellaire. D'après eux ce système permet aussi bien de classer les galaxies de la séquence de Hubble que les galaxies irrégulières (d'où son applicabilité aux galaxies lointaines), et aussi de remonter à l'histoire de la formation stellaire de

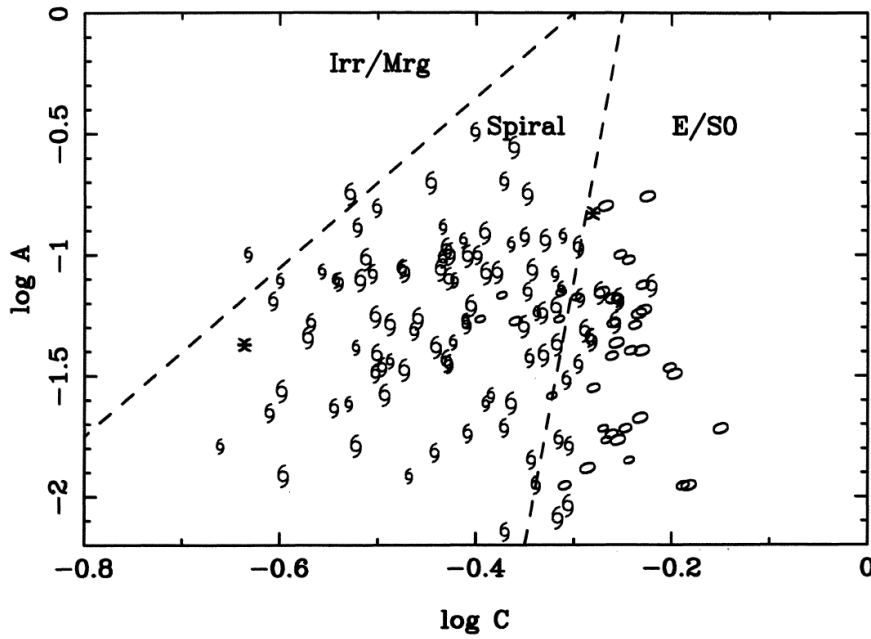


FIG. 3.6 – *Classification automatique des galaxies à partir de leur asymétrie et leur concentration. Les galaxies elliptiques sont représentées par des ellipses, les galaxies spirales par des spirales et les irrégulières par des astérisques. D’après Abraham et al. (1996b)*

la galaxie observée.

D’autres méthodes plus spécifiques au traitement du signal et à la reconnaissance de formes ont été proposées pour la classification automatique des galaxies, telles que les réseaux de neurones (Goderia et Lolling 2002) ou la transformée de Fourier, en ondelettes ou sur d’autres bases de fonctions (Odewahn et al. 2002; Kelly et McKay 2004).

L’approche que j’ai choisie pour classer les galaxies est plus liée à leurs propriétés physiques, et plus précisément leurs propriétés photométriques. Comme nous l’avons vu au chapitre 2, le bulbe et le disque d’une galaxie ont des profils photométriques différents, et le type morphologique est directement corrélé au rapport entre le flux dans le bulbe et le flux total de la galaxie (le rapport B/T). J’ai donc utilisé le logiciel **GIM2D** (Marleau et Simard 1998; Simard et al. 2002) qui permet de réaliser la décomposition bulbe-disque d’une image de galaxie afin d’en connaître les principales caractéristiques morphologiques. Je vais décrire plus en détail ce logiciel dans la prochaine partie.

3.2.2 Décomposition bulbe-disque : utilisation du logiciel GIM2D

Le principe de GIM2D consiste à déterminer à partir d’une image de galaxie les meilleurs paramètres s’ajustant aux profils photométriques du bulbe et du disque décrits par les équations (2.3) et (2.6). Pour cela, GIM2D utilise un modèle de galaxie décrit par plusieurs paramètres qui sont :

- Le flux total F
- Le rapport B/T ($\equiv 0$ pour un disque pur, $\equiv 1$ pour une galaxie elliptique)
- Le rayon de bulbe r_e , défini à l’équation (2.1)
- L’indice de Sersic n , défini à l’équation (2.3)

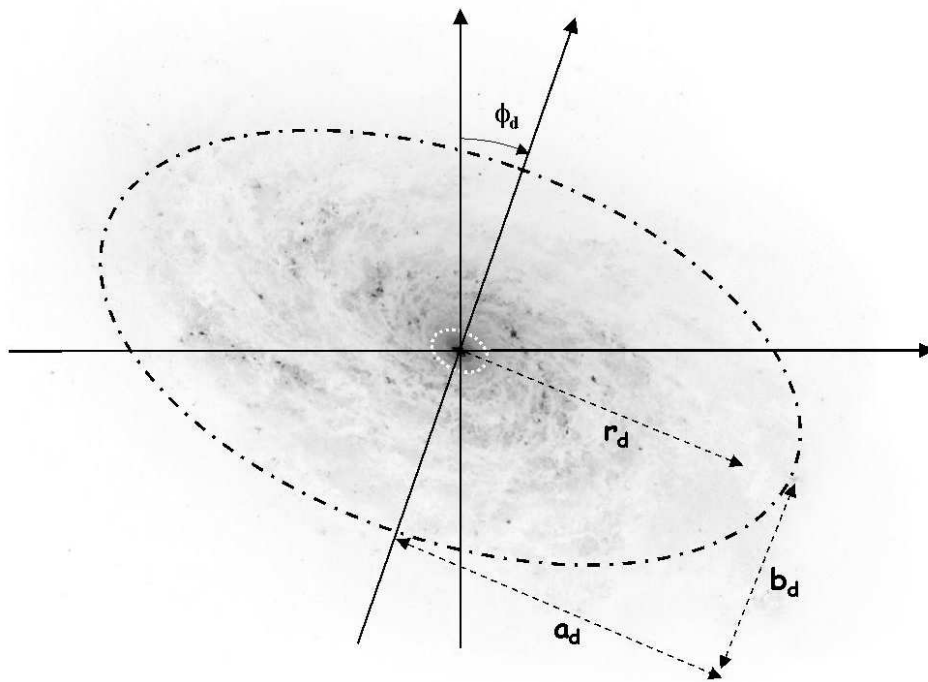


FIG. 3.7 – Quelques paramètres utilisés par GIM2D pour réaliser l'analyse morphologique d'une galaxie. L'ellipse blanche correspond au bulbe, la noire au disque.

- L’ellipticité du bulbe e ($e = 1 - b_b/a_b$), où a_b et b_b sont les grands et petits axes de l’ellipse englobant le bulbe
- L’angle de position ϕ_b du bulbe (sens des aiguilles du montre, axe $y \equiv 0$)
- Le rayon de disque r_d , défini à l’équation (2.6)
- L’inclinaison du disque $i = \arccos(b_d/a_d)$ où a_d et b_d sont les grands et petits axes de l’ellipse englobant le disque (pour une galaxie vue de face, $i \equiv 0$)
- L’angle de position ϕ_d du disque
- Le niveau du fond db

La figure 3.7 montre un exemple de quelques paramètres utilisés par GIM2D pour réaliser l’analyse morphologique, en particulier ceux correspondant au disque.

GIM2D s’utilise sous l’environnement IRAF², et son utilisation se fait en plusieurs étapes que je vais maintenant décrire. Pour plus de précisions, j’invite aussi le lecteur à visiter le site web de GIM2D situé à l’adresse suivante : <http://www.hia-ihp.nrc-cnrc.gc.ca/STAFF/lsd/gim2d/>

Extraction des objets

GIM2D est particulièrement adapté aux images de champs extragalactiques contenant de nombreuses galaxies. Afin d’isoler les galaxies dont on souhaite faire l’analyse morphologique, il faut produire un catalogue contenant notamment leurs positions dans l’image grand champ ainsi que d’autres informations. GIM2D nécessite également une image masque dans laquelle les pixels appartenant à un même objet ont la même valeur, et le fond est mis à 0. Ces deux données sont obtenues à l’aide du logiciel **SExtractor** (Bertin et Arnouts 1996).

SExtractor nécessite un fichier de configuration contenant tous les paramètres pour la détection d’objets. Les paramètres de base de l’extraction sont les paramètres DETECT_THRESH et ANALYSIS_THRESH qui spécifient à partir de quel niveau au dessus du fond il faut extraire les objets. Cette opération a été faite à l’aide du logiciel **GAIA**³ qui fournit une interface graphique à SExtractor. La figure 3.8 montre ainsi un exemple d’extraction des galaxies dans une image HST/WFPC2. Chaque objet isolé est entouré par une ellipse.

Dans le cas de GIM2D, deux autres paramètres sont aussi très importants : DEBLEND_NTHRESH et DEBLEND_MINCONT. Ces deux paramètres sont en effet très utiles pour séparer des objets très proches, ce qui arrive fréquemment dans les champs extragalactiques lorsque des galaxies sont en interaction. Ces paramètres sont aussi sensibles à la présence de structures telles que des bras spiraux ou des régions de formation stellaire, aussi j’ai volontairement choisi d’ajuster pour chaque image les paramètres de SExtractor plutôt que d’utiliser toujours les mêmes fichiers de configuration qui pouvaient parfois être source d’erreurs. Là encore le logiciel GAIA a facilité le processus. Ainsi les figures 3.10 et 3.11 montrent un exemple où un ajustement précis de ces deux paramètres permet d’atteindre le résultat escompté. En effet, il fallait non seulement que les deux petites galaxies du haut soient séparées, mais aussi que les deux galaxies spirales du bas voient leur structure conservée. Comme on le voit sur la figure 3.10, une de ces galaxies voit son bras spiral dissocié (DEBLEND_NTHRESH=6), tandis que sur la 3.11 (DEBLEND_NTHRESH=3), le bras est bien considéré comme appartenant à la galaxie.

Une fois l’extraction faite, SExtractor crée en sortie le catalogue ainsi que l’image masque. Des traitements informatiques sur le catalogue sont ensuite nécessaires afin de ne garder que les objets

2. IRAF est distribué par le National Optical Astronomical Observatories NOAO

3. Graphical Astronomy and Image Analysis tool, voir le site <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html>

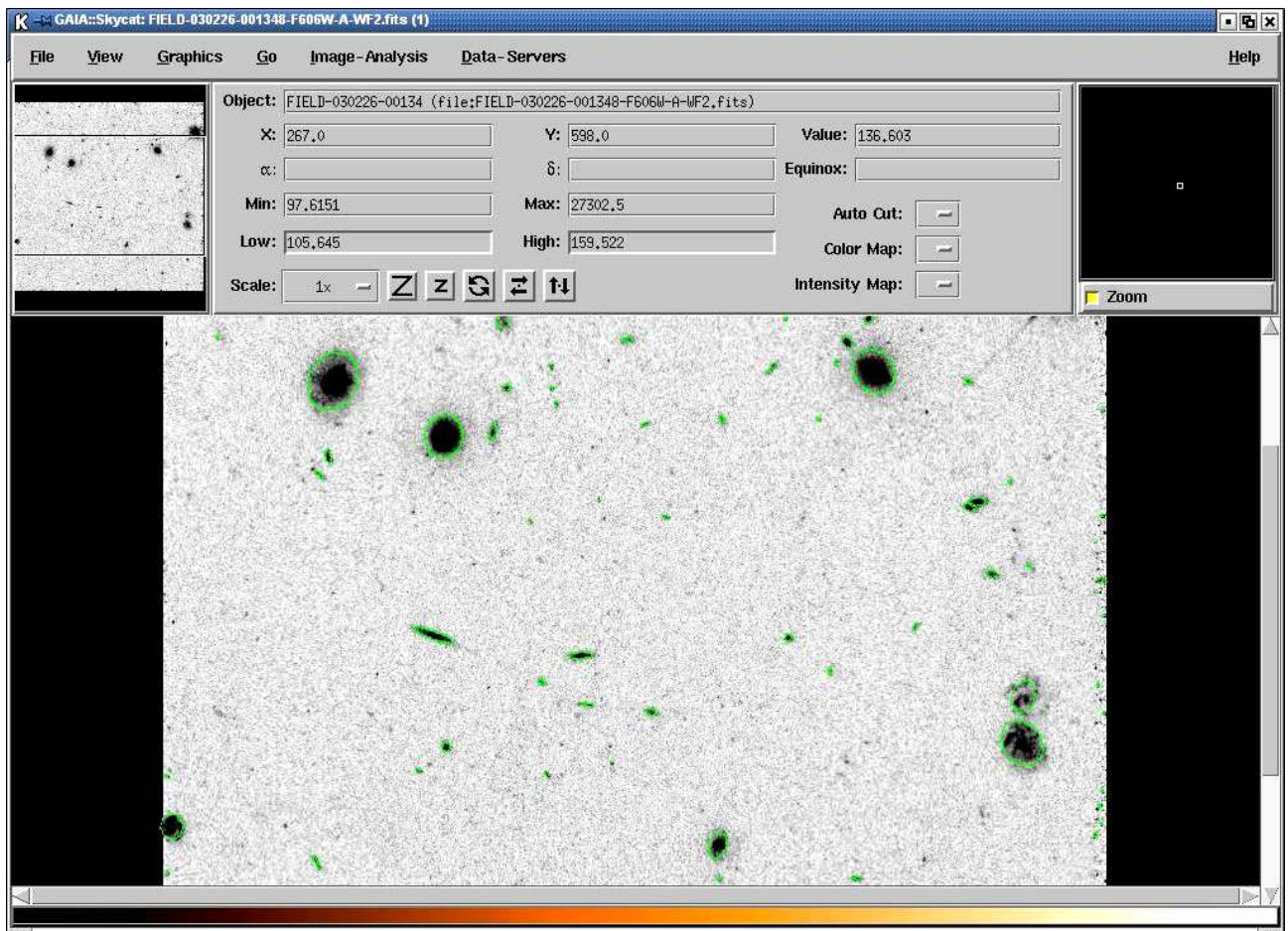


FIG. 3.8 – *Extraction des objets avec SExtractor sous l'interface graphique GAIA.*

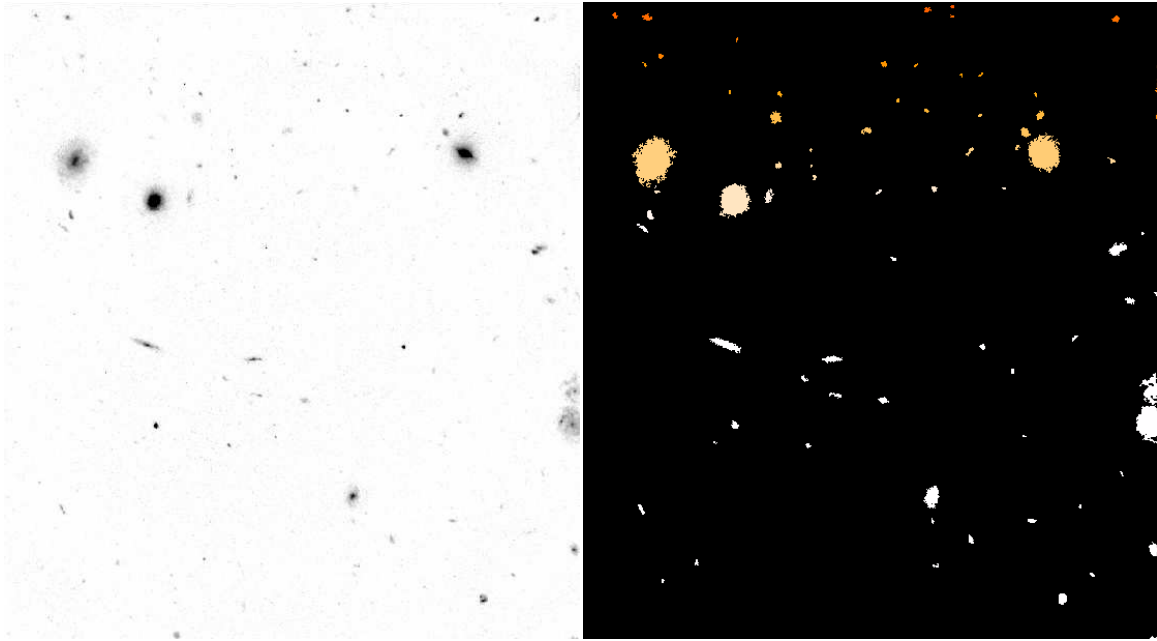


FIG. 3.9 – *Exemple d'image grand champ et image masque correspondante*

d'intérêt. La figure 3.9 montre un exemple d'image grand champ ainsi que l'image masque correspondante. Le catalogue et l'image masque sont alors utilisés par la fonction **GSCRIPTER** de GIM2D afin d'extraire des images timbre-poste dans l'image grand champ et de créer un script IRAF permettant d'effectuer ensuite la décomposition bulbe-disque.

Il est parfois arrivé que l'extraction des objets ait déjà été faite et que les données d'entrée de GIM2D soient des images timbre-poste. J'ai alors développé un logiciel en langage C permettant d'automatiser l'utilisation de SExtractor et la création d'un catalogue et d'une image masque pour chaque galaxie à analyser, et un script IRAF directement utilisable par GIM-2D.

Une fois que le processus de création des catalogues et de l'image masque est réalisé, il reste à extraire pour chaque objet d'intérêt une image timbre-poste dans l'image grand champ ainsi que l'image masque correspondante dans l'image créée par SExtractor. Ceci se fait à l'aide de la fonction **XGAL**, qui effectue aussi la soustraction de fond. J'ai également développé un autre logiciel en C permettant d'adapter l'utilisation de XGAL à des listes d'images. Toutefois certains traitements informatiques supplémentaires restent à faire dans l'image masque dès lors qu'elle contient plusieurs objets, ce qui arrive notamment dans les images de galaxies en interaction. Ces traitements consistent à affecter la valeur -2 aux objets à exclure de l'analyse morphologique. La figure 3.12 montre un tel exemple d'image masque où deux galaxies sont en interaction, et où un traitement informatique doit être appliqué.

Dès que toutes les galaxies ont été extraites, la décomposition bulbe-disque peut alors être effectuée. Ceci se fait à l'aide de la fonction **GIMFIT2D**. Les paramètres d'entrée les plus importants sont l'image de l'objet et l'image masque correspondante, ainsi que d'autres variables que je vais décrire.

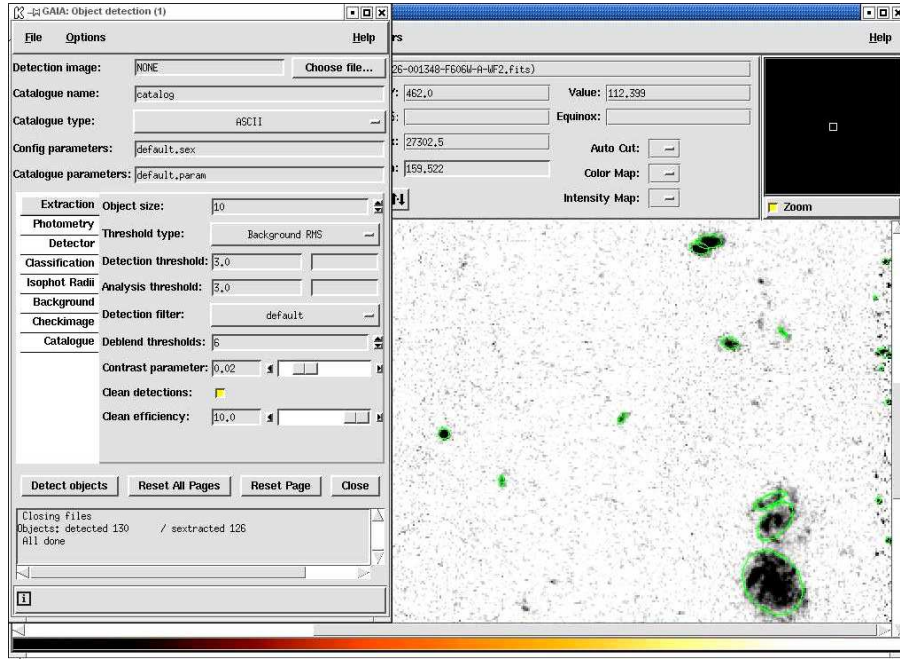


FIG. 3.10 – Exemple d'extraction de galaxies sous GAIA ($DEBLEND_NTHRESH=6$). Les deux galaxies en haut de l'image sont bien séparées, mais une des galaxies spirales en bas voit son bras spiral dissocié par Sextractor.

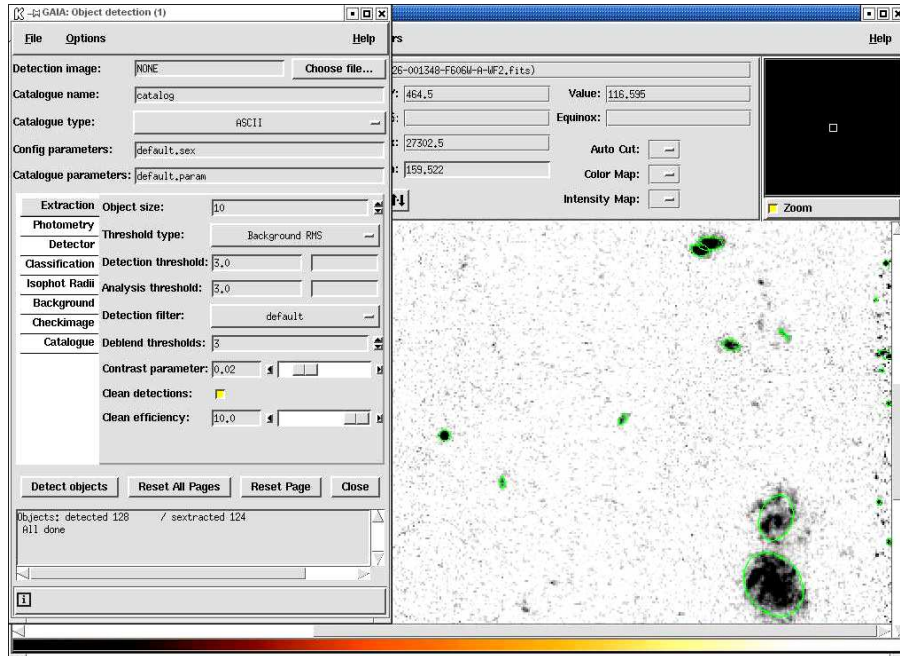


FIG. 3.11 – Exemple d'extraction de galaxies sous GAIA ($DEBLEND_NTHRESH=3$). Cette fois-ci le bras spiral de la galaxie spirale en bas de l'image n'est pas dissocié par Sextractor.



FIG. 3.12 – Image timbre poste et image masque correspondante. Les pixels de l'objet à exclure de la décomposition bulbe-disque sont mis à -2 dans l'image masque. Les pixels du fond dans l'image masque ont la valeur 0.

Choix de la Fonction d'Étalement de Point

Un des paramètres cruciaux dans la théorie de la formation des images (dans laquelle je reviendrai plus en détail dans le chapitre 2 de la deuxième partie) est la *Fonction d'Étalement de Point* (notée FEP⁴). La théorie de la diffraction énonce en effet que l'image d'un point au foyer d'un instrument d'optique n'est pas un point, mais une tache dont la forme est fonction des caractéristiques de l'instrument, et en particulier des aberrations optiques. En terme de traitement du signal, la FEP est la *réponse impulsionnelle* de l'instrument, et la théorie de la formation des images montre que la distribution d'intensité de l'image au foyer de l'instrument est le produit de convolution entre la distribution d'intensité de l'objet et la FEP.

La FEP a une influence directe sur les paramètres utilisés dans la décomposition bulbe-disque, mais la présence d'aberrations optiques dans le champ entraîne une modification de la forme de la FEP. Aussi est-il important de connaître la FEP pour chaque objet à étudier.

Dans le cas du télescope spatial Hubble (HST), la FEP des différents instruments peut se modéliser informatiquement, grâce au logiciel *Tinytim*⁵. J'ai donc utilisé ce logiciel pour modéliser la FEP de la WFPC-2. Comme on peut le voir sur la figure 3.13, cet instrument a une géométrie particulière, dans la mesure où il est composé de trois détecteurs avec un champ de 80×80 secondes d'arc, et un détecteur avec un champ de 40×40 . Tinytim permet de modéliser la FEP de la WFPC-2 à une position arbitraire pour chaque détecteur et dans n'importe quel filtre d'imagerie.

Dans le cas des images faites au sol, les instruments ne sont plus limités par la diffraction mais par la turbulence atmosphérique. Il est alors d'usage d'approximer la FEP par une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est mesurée sur une étoile dans le champ. Comme nous le verrons au chapitre 2 de la deuxième partie, cette approximation par une gaussienne est rarement valable.

4. aussi appelée *Point Spread Function* (PSF) en anglais

5. voir le site web <http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>

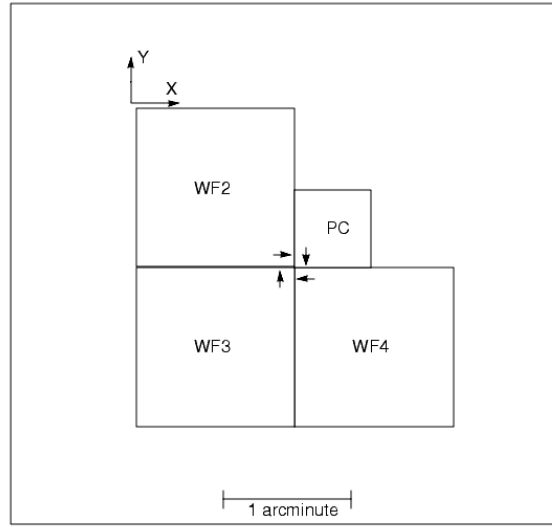


FIG. 3.13 – *Geometrie de la Wide Field and Planetary Camera 2 du HST. L'instrument est composé de trois détecteurs grand champ WF2 WF3 et WF4 (800×800 pixels de 0.1 secondes d'arc de côté) et un détecteur PC avec un champ deux fois plus faible mais une meilleure résolution (800×800 pixels de 0.05 secondes d'arc de côté).*

Choix du modèle et algorithme

Une fois que sont connues l'image de la galaxie à analyser, l'image masque et la FEP correspondante, GIM2D peut alors effectuer le processus de décomposition bulbe-disque. Les paramètres libres ont été explicités plus haut, et sont stockés dans un fichier de configuration utilisé par la fonction **GIMFIT2D**. Il est toutefois possible de contraindre certains paramètres du modèle de galaxie. Par exemple il sera possible d'imposer un modèle de galaxie de type "disque pur" en fixant $B/T = 0.0$, ou au contraire un modèle de type "bulbe pur" en imposant $B/T = 1.0$. De la même façon, il est possible d'imposer un profil de bulbe suivant la loi de De Vaucouleurs en $r^{1/4}$ en fixant l'indice de Sersic à $n = 4.0$. Cela se fait en modifiant le fichier de configuration de manière adéquate.

L'algorithme utilisé par GIM2D pour déterminer les paramètres morphologiques d'une galaxie est celui de *Metropolis*, qui est particulièrement adapté aux conditions de faible rapport signal sur bruit typiques de celles que l'on rencontre sur les objets extragalactiques. Cet algorithme est décrit plus en détail dans Simard et al. (2002), aussi j'invite le lecteur à consulter cet article pour plus de précisions.

3.2.3 Résultats en sortie de GIM2D

Une fois que l'algorithme Metropolis a trouvé les meilleurs paramètres morphologiques de la galaxie à analyser, il renvoie plusieurs données qui sont une image modèle calculée à partir des meilleurs paramètres et une image résiduelle contenant la différence entre l'image originale et l'image modèle. La figure 3.14 montre un exemple de telles images, où on voit de gauche à droite et de haut en bas l'image de la galaxie à analyser, l'image masque, l'image modèle calculée par GIM2D et l'image résiduelle.

GIM2D fournit également pour chaque objet un fichier de résultats contenant pour chaque paramètre décrit au paragraphe 3.2.2 la meilleure valeur (ainsi que les limites inférieures et supérieures à $\pm 3\sigma$), le rayon contenant la moitié de la lumière (en pixels) et le χ^2 réduit permettant d'apprécier

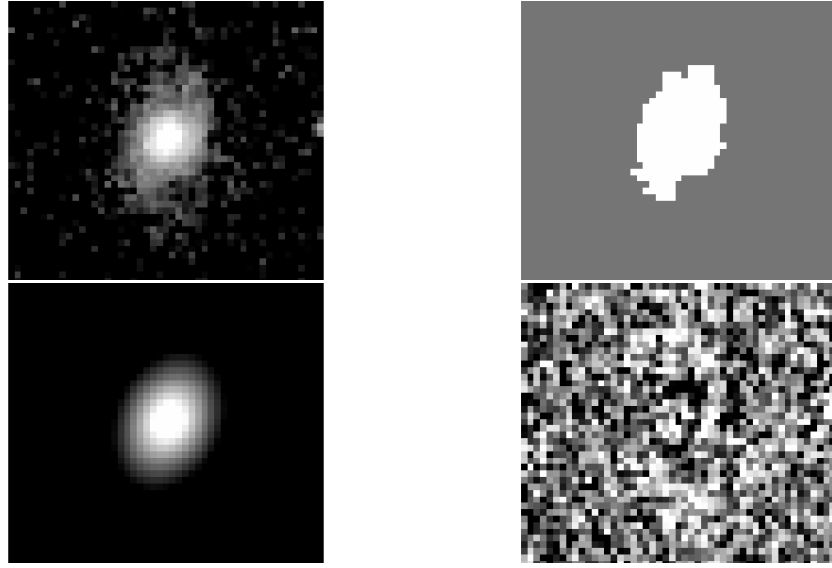


FIG. 3.14 – Résultats en sortie de GIM2D. De gauche à droite et de haut en bas : la galaxie à analyser, l'image masque, l'image modèle calculée à partir des meilleurs paramètres morphologiques et l'image résiduelle.

la qualité du modèle déterminé par GIM2D. Ce paramètre est défini par :

$$\chi^2 = \frac{1}{N_{pix}} \sum_1^{N_{pix}} \frac{|i_i - \hat{o}_i|^2}{\sigma_i^2} \quad (3.1)$$

où N_{pix} est le nombre de pixels utilisés pour effectuer la décomposition bulbe-disque, i_i et \hat{o}_i sont les valeurs des pixels de l'image originale et de l'image modèle, et σ_i est l'incertitude sur la valeur du i^e pixel. Plus ce χ^2 réduit est proche de 1 et plus le modèle trouvé par GIM2D est pertinent.

3.2.4 Validation et limitations de GIM2D

Afin de vérifier le fonctionnement de GIM2D, je l'ai testé sur les galaxies spirales du CFRS images par le HST et décrites dans Lilly et al. (1998). Je me suis en particulier intéressé à comparer les rapports B/T donnés dans Lilly et al. (1998) et ceux obtenus après analyse par GIM2D. Cette comparaison est montrée sur la figure 3.15, où on voit le rapport B/T déterminé par GIM2D (et les barres d'erreur à $\pm 3\sigma$) en fonction de celui de Lilly et al. (1998). On voit sur cette figure que ces résultats sont en accord, dans la mesure où la droite $y = x$ passe toujours à l'intérieur des barres d'erreur. Certains résultats sont fortement différents, mais un examen à l'oeil montre qu'en général la valeur donnée par GIM2D paraît plus crédible que celle donnée par Lilly et al. (1998).

Malgré tout cette méthode de classification automatique n'est pas infaillible. En premier lieu à cause des *a-priori* utilisés. GIM2D suppose en effet des profils à symétrie radiale pour ajuster le bulbe et le disque, donc des structures avec un aspect lisse. Les images des galaxies lointaines montrent au contraire des structures comme les bras spiraux par exemple qui vont alors venir perturber le modèle.

Une autre limitation provient de la résolution angulaire des images. Nous verrons plus loin qu'il existe un type de galaxies, les galaxies compactes, qui sont si petites que les méthodes classiques de classification automatique ou à l'oeil sont inefficaces. La table 3.3 montre ainsi la comparaison de la classification morphologique des galaxies compactes par différents auteurs. La première colonne résulte de la classification morphologique de ces galaxies en utilisant non seulement les images de ces galaxies

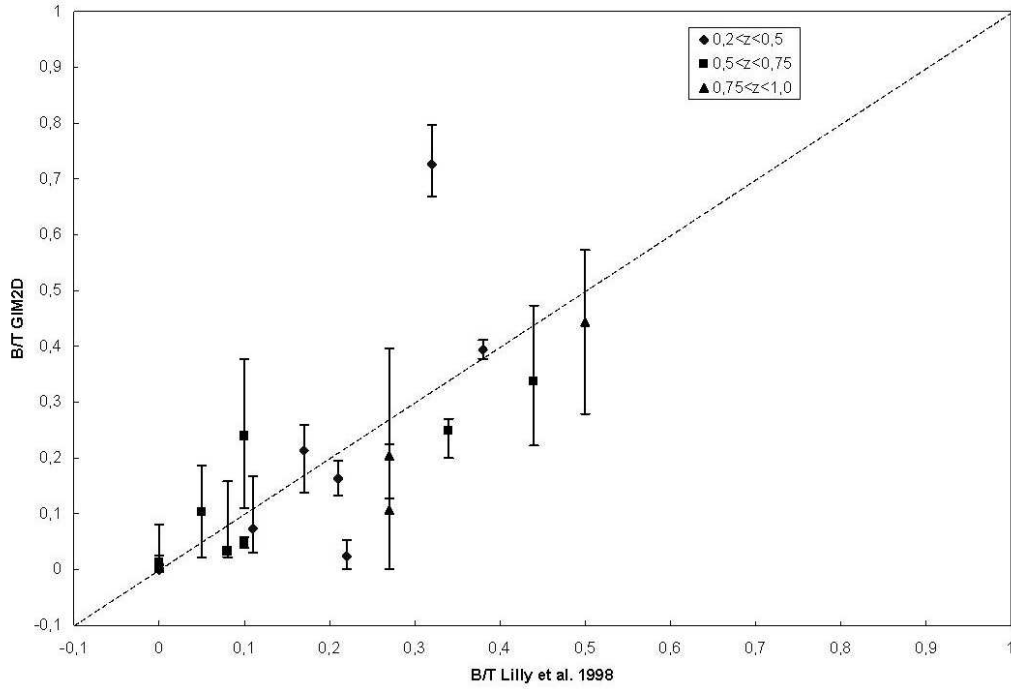


FIG. 3.15 – Rapport B/T donné par GIM2D en fonction de celui de Lilly et al. (1998)

CFRSID	Classification (GEPI)	Classification (Brinchmann et al. 1998)	Classification (van den Bergh 2001)
-	-	-	-
03.0327	Compact	Irregular	Sb
03.0523	Compact	Irregular	Merger
03.1540	Compact	Sbc	Sb
14.0411	Compact	Irregular	Sb
14.0972	Compact	Irregular	Pec
14.1012	Compact	E/S0	S
14.1042	Compact	S0/a	S
14.1136	Compact	Tadpole	S
14.1146	Compact	Tadpole	Sa
14.1415	Compact	E/S0	E
14.1496	Compact	Compact	E0

TAB. 3.3 – Comparaison de la classification morphologique des galaxies compactes données par plusieurs méthodes.

mais aussi des cartes de couleur que nous avons réalisées au GEPI. La deuxième colonne provient de l'article de Brinchmann et al. (1998) qui ont utilisé un logiciel de décomposition automatique pour classer morphologiquement les galaxies du CFRS. Enfin la troisième colonne montre les résultats de van den Bergh (2001) qui a classé visuellement les galaxies du CFRS dans le système DDO. On peut voir sur cette table que les classifications peuvent fortement varier d'une méthode à l'autre.

Nous avons aussi comparé les résultats obtenus par Simard et al. (2002) sur des galaxies du CFRS avec les nôtres. Bien que GIM2D ait été utilisé dans les deux cas, nous avons pour notre part vérifié à chaque fois tous les paramètres d'entrée de GIM2D. Simard et al. (2002) ont au contraire directement utilisé de façon automatique GIM2D sur 7450 galaxies. En comparant leurs résultats avec les nôtres, nous avons constaté des différences, en particulier sur les galaxies compactes que GIM2D a souvent tendance à classer comme des galaxies elliptiques. Je reviendrai plus en détail sur cela au paragraphe 3.4.3

En conclusion, nous voyons qu'il n'existe malheureusement pas encore de méthode parfaite pour pouvoir classer automatiquement les galaxies. Tôt ou tard, une vérification visuelle des résultats s'impose pour être sûr de la fiabilité des résultats issus de ce type de logiciels. Cela prouve qu'il y a encore beaucoup de progrès à faire dans le développement de tous ces logiciels de classification automatique. Je pense que la communauté astronomique a donc tout intérêt à rentrer en contact avec des équipes spécialisées en analyse d'images, et tout particulièrement en vision artificielle, pour lesquelles les mêmes problèmes de reconnaissance automatique de formes complexes se posent.

L'objet des prochaines sections sera la présentation des résultats obtenus par GIM2D sur différents échantillons de galaxies. Je vais d'abord décrire les motivations de ces études.

3.3 Histoire de la formation stellaire depuis $z \approx 1$

A partir des galaxies CFRS, Lilly et al. (1996) ont étudié l'évolution de la luminosité UV au repos, et ont trouvé qu'elle avait chuté d'un facteur d'environ 6-10 depuis $z = 1$. Cette chute de la luminosité UV a été interprétée comme une chute de la formation stellaire depuis cette époque d'un taux équivalent (Madau et al. 1996). Toutefois, comme on l'a vu au chapitre 2, l'émission UV peut être sous-estimée à cause de l'absorption due aux poussières, qui ré-émettent l'énergie dans l'infrarouge. Flores et al. (1999) ont ainsi observé des galaxies du CFRS dans les longueurs d'onde infrarouges et millimétriques avec ISOCAM et le VLA, et ont observé pour certaines galaxies une forte émission dans ces longueurs d'onde, montrant une forte absorption provoquée par les poussières. En prenant ce phénomène en compte, la densité de formation stellaire est augmentée d'un facteur 2. Ceci est expliqué sur la figure 3.16, qui montre l'histoire de la formation stellaire entre $0 < z < 3$ à partir des mesures réalisées dans l'UV au repos (courbe inférieure), ou celles réalisées dans l'UV et tenant compte de la ré-émission dans l'infrarouge (courbe supérieure). Cette figure fait apparaître un pic de formation stellaire à $z \approx 1$, et une intégration de la courbe supérieure montre que la moitié de la masse stellaire s'est formée vers $z = 1 - 1.5$ (Flores et al. 1999; Madau et Pozzetti 2000; Dickinson et al. 2003).

Le déclin observé dans la formation stellaire depuis $z \approx 1$ est principalement attribué à deux populations dominantes : les galaxies infrarouges lumineuses⁶ (Flores et al. 1999; Genzel et Cesarsky 2000; Elbaz et al. 2002; Franceschini et al. 2003; Flores et al. 2004a), et les galaxies compactes lumineuses⁷ (Phillips et al. 1997; Guzman et al. 1997; Hammer et al. 2001; Gruel 2001; Guzmán et al. 2003). Les LIRGs sont des grandes galaxies relativement massives à très forte formation stellaire ($100 M_{\odot} \text{ an}^{-1}$), que l'on retrouve souvent dans les systèmes en interaction. Les LCGs sont une population de galaxies qu'on voit apparaître à partir de $z \geq 0.5$. Elles représentaient $\approx 30\%$ de la population totale à cette

6. qui seront notées LIRG (*Luminous InfraRed Galaxies*) dans la suite de cette thèse.

7. qui seront notées LCG (*Luminous Compact Galaxies*) dans la suite de cette thèse.

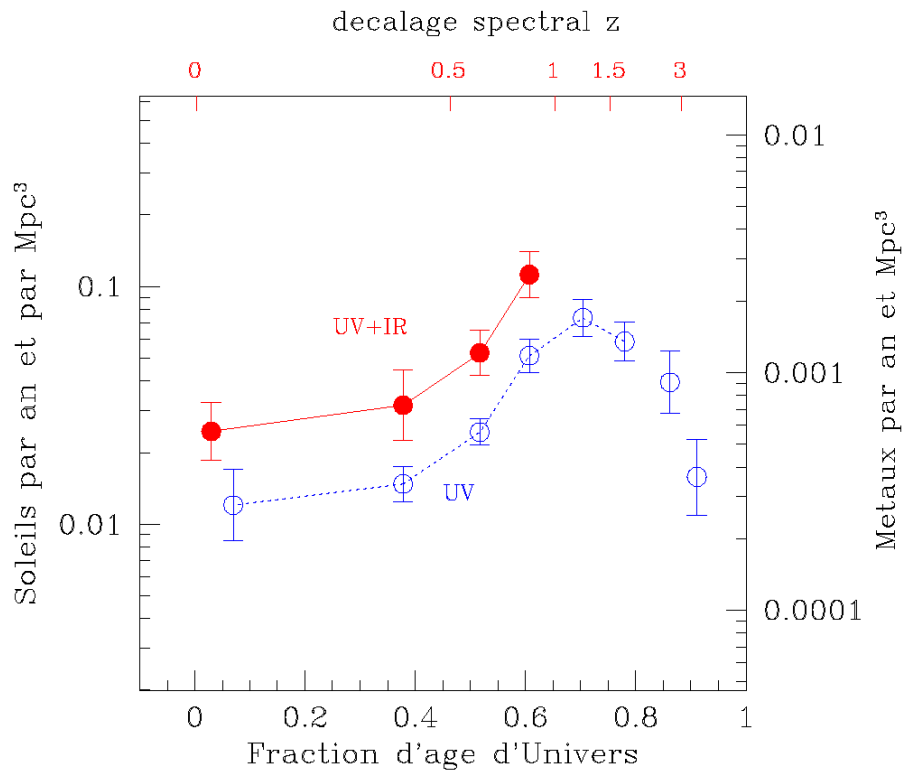


FIG. 3.16 – *Histoire de la formation stellaire.* L'abscisse indique l'époque en fraction d'âge de l'univers (0 correspond à aujourd'hui, 1 au Big Bang). L'axe des ordonnées indique le nombre d'étoiles formées par an par unité de volume. La courbe en pointillées montre le SFR dérivé à partir des mesures UV, la ligne en trait plein le SFR dérivé à partir des mesures UV et IR. On y voit que l'univers a connu un pic de formation stellaire à $z \approx 1$.

époque. Aujourd'hui, on n'en retrouve comparativement que très peu dans l'univers local. Ces objets sont assez surprenants car leur taille est très petite ($r_{1/2} \leq 5h_{50}^{-1}$ kpc) et leur dispersion de vitesse σ est comprise entre $35 \leq \sigma \leq 150$ km/s. Ces galaxies ont donc des propriétés semblables aux galaxies naines locales, mais à l'opposé de ces dernières, les LCG sont 10 à 100 fois plus brillantes qu'une galaxie naine typique avec $M_B = -17.5$.

Je vais maintenant présenter dans les deux prochaines sections les résultats morphologiques que j'ai obtenus avec GIM-2D sur des échantillons de ces deux populations. Ces galaxies appartiennent au CFRS et ont été imagées par le HST avec la WFPC-2. Comme nous le verrons, même avec la résolution spatiale du HST, il peut arriver que l'information morphologique soit très difficile à obtenir, en particulier pour les galaxies compactes.

La troisième section présentera les résultats obtenus par GIM2D sur un échantillon de galaxies dont l'étude spectroscopique a montré comment une résolution spectrale insuffisante peut conduire à une mauvaise estimation du taux de formation stellaire.

3.4 Etude des galaxies compactes

3.4.1 Présentation

Au début des années 1980, Koo et Kron (1982) ont remarqué, suite à leurs travaux de recherche de quasars, la présence d'une population de galaxies compactes très bleues situées à $z \leq 0.7$. Leur densité surfacique était de 30 sources par degré carré. Ces galaxies, sélectionnées sur des critères de compacité et de couleur, montraient dans leurs spectres la présence de nombreuses raies d'émission. Ces galaxies étaient à ce moment-là aux limites observationnelles des télescopes de l'époque.

Grâce au spectrographe HIRES installé sur le télescope Keck, Koo et al. (1995) ont pu obtenir au milieu des années 1990 les spectres d'une dizaine de galaxies compactes, et ont alors suggéré que ces galaxies pouvaient être les progéniteurs des galaxies elliptiques locales. Ces études ont été complétées par Phillips et al. (1997) et Guzman et al. (1997), qui ont combiné les images du HDF avec des spectres issus du spectrographe multi-objets LRIS installé sur le télescope Keck. Dans ces deux dernières études, les galaxies avaient été sélectionnées sur un critère de compacité, c'est à dire que les galaxies devaient avoir un rayon contenant la moitié de la lumière $r_{1/2}$ inférieur ou égal à 0.5 secondes d'arc, et une magnitude I_{814} inférieure ou égale à 23.74, correspondant à des galaxies peu lumineuses à $z = 1$. Ces deux études trouvaient pour ces galaxies des dispersions de vitesse $35 \leq \sigma \leq 150$ km/s, des masses comprises entre 3×10^9 et $2 \times 10^{10} M_\odot$, et des taux de formation stellaire compris entre 0.1 et 14 M_\odot/an . Les spectres de ces galaxies montraient en effet de nombreuses raies en émission comme $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$, $H\beta$ ou $[OIII]\lambda\lambda 4958, 5007\text{\AA}$, caractéristiques de régions de formation stellaire où un nuage de gaz HII est chauffé par des étoiles jeunes émettant dans l'UV. Comme on l'a vu au paragraphe 2.2.2, ces raies d'émission permettent d'estimer le SFR. La conclusion de ces études suggérait que les galaxies compactes soient les progéniteurs des galaxies naines locales car elles montraient des caractéristiques semblables (couleur, dispersion de vitesse, etc...), à cela près que leurs luminosités étaient 10 à 100 fois supérieures à celles des galaxies naines. Phillips et al. (1997) et Guzman et al. (1997) pensaient que ces galaxies étaient comparables à des régions HII à très forte formation d'étoiles, qui brûleraient en un seul épisode brutal de formation stellaire l'ensemble de leur gaz, et qui verraient ensuite leur luminosité dans l'UV chuter rapidement (entre 4 et 7 magnitudes en M_B en moins de 3 milliards d'années). Plus récemment, Guzmán et al. (2003) ont calculé la masse de 36 LCGs situées autour du HDF-N en ajustant des modèles de population à partir des données photométriques, et sont arrivés à une masse moyenne de $5 \times 10^9 M_\odot$, soit des galaxies 10 fois moins massives qu'une galaxie typique de l'univers local.

Des galaxies semblables ont aussi été remarquées dans le CFRS. Schade et al. (1995) et Schade



FIG. 3.17 – Exemple de deux LCGs observées par le HST dans le filtre I_{814} . L'image de gauche est la galaxie CFRS 03.1056, l'image de droite la galaxie CFRS 10.0812.

et al. (1996) mentionnent dans leurs observations de champs CFRS à haute résolution spatiale (depuis le sol ou avec le HST) la présence de galaxies compactes bleues, qui montrent des signes de formation stellaire et se trouvent le plus souvent dans des systèmes en interaction ou présentant parfois des structures asymétriques. La fréquence de tels objets dans ces observations atteint $\approx 20 - 30\%$ lorsque $0.5 < z < 1.2$.

En 1998, les astronomes européens ont eu accès à de nouveaux moyens observationnels grâce à la mise en place du premier télescope de 8 mètres du Very Large Telescope. François Hammer et son équipe ont alors pu observer certaines des galaxies compactes du CFRS. En l'occurrence ce sont 14 galaxies du CFRS dont les spectres ont été obtenus grâce à l'instrument FORS, avec une résolution spectrale de 5\AA sur un intervalle de longueur d'onde compris entre 5500 et 9200 \AA . Les résultats de cette étude (Hammer et al. 2001; Gruel 2001) montrent que le SFR moyen de ces galaxies est estimé à $40M_{\odot}/\text{an}$, et qu'il est possible de retrouver les spectres observés à l'aide de modèles de synthèse stellaire, qui montrent que les populations stellaires peuvent se décomposer par une population relativement vieille (quelques milliards d'années) riche en métaux, à laquelle vient se superposer une population plus jeune ($\leq 5 \times 10^8$ ans). De plus, certaines de ces galaxies ont été détectées par le télescope infrarouge ISO, ce qui est caractéristique d'émissions infrarouge assez élevées, et leurs contreparties optiques observées par le HST montrent des signes d'interaction. Les conclusions tirées de cette étude étaient alors que **les LCGs pouvaient être les pro géniteurs des bulbes des galaxies spirales actuelles**, car elles ont des masses et des luminosités comparables aux bulbes des galaxies actuelles. Considérant cela, ce sont au moins 20% des galaxies spirales actuelles qui ont formé la majorité de leurs étoiles récemment, c'est à dire depuis $z \leq 1$. Cette conclusion est d'autant plus soutenue par le fait que les LCGs représentent 23 % de la population des galaxies lumineuses à $z \approx 0.75$ alors qu'on n'en retrouve quasiment pas dans l'univers local.

Grâce au HST, il a été possible d'obtenir de l'imagerie à haute résolution de certaines LCGs observées avec le VLT, dont deux exemples sont donnés sur la figure 3.17. L'image de gauche montre clairement des signes d'interaction, tandis que celle de droite montre une structure diffuse autour du coeur faisant penser au disque d'une galaxie spirale.

Les galaxies compactes étant très nombreuses dans le passé, elles ont contribué de manière non négligeable à l'histoire de la formation stellaire depuis $z \approx 1$. Nicolas Gruel (2001) a ainsi calculé dans

sa thèse la contribution des LCGs à la densité de formation stellaire dérivée à partir du SFR mesuré sur ces objets, et a observé qu'elle pouvait être plus élevée que celle mesurée à partir de la luminosité infrarouge.

Afin d'essayer de mieux comprendre la nature de ces galaxies, je me suis intéressé à leur morphologie. Je présente dans le prochain paragraphe les résultats que j'ai obtenus en utilisant GIM-2D sur ces galaxies.

3.4.2 Résultats

J'ai utilisé GIM2D sur un échantillon de 53 galaxies compactes appartenant au CFRS et imagées par le HST avec la WFPC-2 (résolution spatiale de 0.1 secondes d'arc) dans le filtre I_{814W} . Tous les paramètres du modèle ont été laissés libres, à l'exception de l'indice de Sersic qui lui a été fixé à $n = 4$ afin que le profil d'intensité du bulbe suive la loi de de Vaucouleurs. Pour chaque galaxie, la FEP correspondante a été calculée à l'aide de *TinyTim*.

La figure 3.18 montre quatre exemples de différentes galaxies compactes analysées avec GIM2D et différents problèmes pouvant se poser. Les galaxies CFRS 03.0527 et CFRS 03.0560 présentent une structure "normale", mais montrent un coeur brillant et très petit, s'étalant sur peu de pixels. La galaxie CFRS 03.1056 (la troisième) semble être le résultat de deux galaxies en cours de fusion, d'où un système difficile à modéliser, ce qui explique la présence d'une structure symétrique dans l'image résiduelle. Un autre exemple de galaxie difficile à modéliser est la galaxie CFRS 03.1540, qui montre une structure ressemblant à un début de bras spiral, perturbant la modélisation de la galaxie. En effet, GIM2D suppose des structures lisses basées sur les profils radiaux du bulbe et du disque, et la présence de structures à l'intérieur du disque va perturber la décomposition bulbe-disque.

Les principaux paramètres morphologiques des LCGs (avec les barres d'erreur correspondantes) sont donnés sur la table 3.5. Ces paramètres sont le rapport B/T, le rayon de bulbe r_e et le rayon de disque r_d (en pixels), l'inclinaison i (en degrés) du disque, ainsi que le χ^2 réduit lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. La décomposition bulbe-disque est considérée comme correcte lorsque ce dernier est compris entre 0.9 et 1.1, ce qui correspond à 45 objets (85% de l'échantillon). Les deux dernières colonnes correspondent aux χ^2 réduits lorsque l'on impose un modèle de type "bulbe pur" ($B/T=1.0$) et de type "disque pur" ($B/T=0.0$).

Parmi ces galaxies, 11% (5/45) (les galaxies CFRS 10.0829, 10.1236, 14.1037, 14.1164, 14.1427) ont des modèles de type "disque pur", avec $(B/T)_{max} \leq 0.05$. On constate de plus que ces galaxies sont mal ajustées par un modèle de type bulbe pur ($\chi^2_{B/T=1.0} > 1.10$). En regardant ces 5 galaxies plus en détail, on constate que toutes sauf une (14.1037) sont fortement inclinées, avec $i \geq 55^\circ$. Le fait est qu'une telle inclinaison doit rendre la décomposition bulbe disque difficile, et il est dès lors délicat d'accorder confiance à ces résultats. Un examen visuel de la galaxie CFRS 14.1037 montre qu'elle présente une faible inclinaison et une structure irrégulière en accord avec les résultats trouvés par GIM2D ($i = 23^{+6}_{-4}$ degrés, $B/T = 0.00^{+0.01}_{-0.00}$).

En ce qui concerne les 40 autres galaxies, 13 d'entre elles ($\approx 29\%$) ont des paramètres morphologiques physiquement acceptables, c'est à dire respectant la condition $r_e \leq r_d$. En effet, les équations (2.1) et (2.3) définissent le rayon de bulbe r_e contenant la moitié du flux du bulbe, ce dernier étant physiquement plus petit que le disque. Les galaxies en question sont CFRS 03.1060, 03.1413, 10.0812, 10.1243, 10.1257, 10.1262, 10.1270, 14.0848, 14.1012, 14.1251, 14.1464, 22.1037 et 22.1078. Toutefois, en regardant ces résultats de plus près, on se rend compte que 4 de ces galaxies (CFRS 14.0848, 14.1012, 14.1251 et 22.1037) posent problème. En effet, les χ^2 réduits correspondant aux modèles $B/T = 0.00$ et $B/T = 1.00$ montrent que ces galaxies sont aussi bien ajustées par ces deux types de

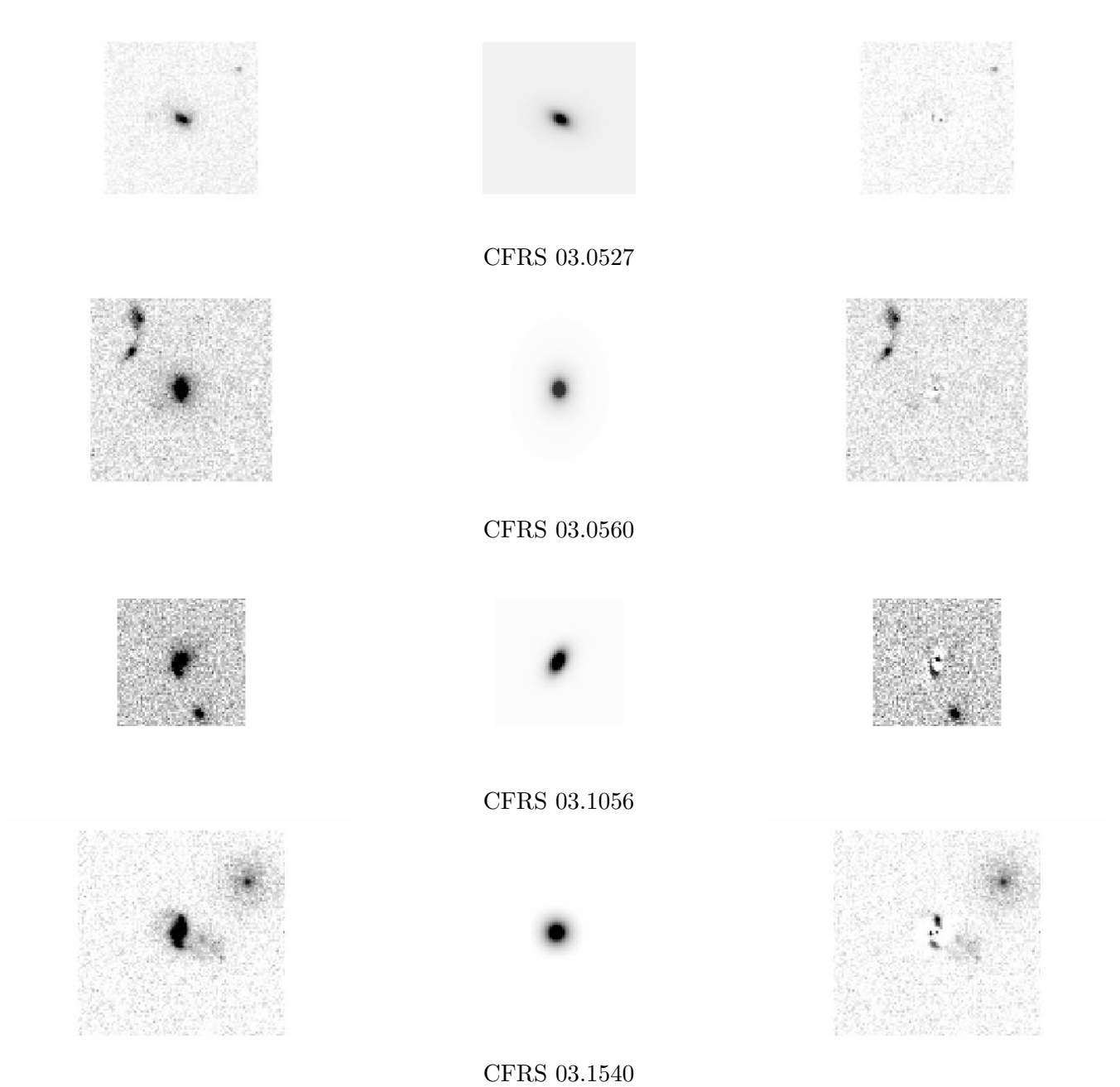


FIG. 3.18 – Mosaïque de 4 galaxies compactes analysées avec GIM2D. La colonne de gauche contient la galaxie à analyser, celle du milieu l'image modèle calculée à partir des meilleurs paramètres trouvés par GIM2D, et l'image de droite l'image résiduelle. Alors que les deux premières galaxies sont bien analysées par GIM2D, les deux dernières (possiblement en interaction ou possédant une barre) montrent un résidu assez important, caractéristique d'une modélisation difficile.

modèle. Etant donné que ces objets avaient déjà été sélectionnés sur le critère que le χ^2 réduit pour le modèle $0.00 \leq B/T \leq 1.00$ montrait un bon ajustement, cela revient à dire que ces 4 galaxies peuvent être ajustées par un modèle quelconque, ce qui n'est physiquement pas acceptable. On ne peut donc pas faire confiance aux résultats trouvés sur ces objets. De plus, un examen visuel montre que trois de ces galaxies sont très inclinées, rendant dès lors l'analyse morphologique difficile, tandis que la quatrième montre dans son image résiduelle une structure pouvant être à l'origine de problèmes dans la décomposition bulbe-disque.

CFRS ID	z	B/T	r_e (pix.)	r_d (pix.)	incl. i (degrés)	χ^2	χ^2 (B/T=1.0)	χ^2 (B/T=0.0)
03.0327	0.61	$0.70^{+0.10}_{-0.13}$	$8.80^{+0.83}_{-1.38}$	$2.33^{+0.41}_{-0.34}$	65^{+7}_{-8}	1.04	1.05	1.08
03.0523	0.65	$0.69^{+0.07}_{-0.08}$	$8.42^{+0.68}_{-1.12}$	$1.36^{+0.15}_{-0.13}$	44^{+9}_{-8}	1.09	1.11	1.15
03.0560	0.70	$0.88^{+0.08}_{-0.10}$	$6.09^{+2.02}_{-1.31}$	$0.87^{+0.39}_{-0.26}$	8^{+23}_{-8}	0.94	0.94	1.01
03.1031	0.42	$0.91^{+0.03}_{-0.05}$	$3.49^{+0.32}_{-0.27}$	$1.35^{+0.44}_{-0.54}$	45^{+9}_{-14}	1.00	1.01	1.25
03.1032	0.62	$0.98^{+0.02}_{-0.02}$	$2.44^{+0.22}_{-0.18}$	$0.12^{+0.11}_{-0.12}$	80^{+5}_{-14}	0.99	0.99	1.32
03.1035	0.64	$0.77^{+0.05}_{-0.04}$	$8.95^{+0.11}_{-0.66}$	$2.22^{+0.22}_{-0.21}$	75^{+4}_{-4}	1.05	1.08	1.13
03.1056	0.94	$0.19^{+0.13}_{-0.13}$	$4.20^{+2.83}_{-1.72}$	$2.36^{+0.32}_{-0.25}$	58^{+4}_{-5}	1.02	1.05	1.02
03.1060	0.48	$0.25^{+0.04}_{-0.02}$	$0.36^{+0.24}_{-0.16}$	$3.39^{+0.18}_{-0.17}$	42^{+3}_{-3}	1.06	1.11	1.36
03.1319	0.62	$0.90^{+0.02}_{-0.02}$	$9.73^{+0.61}_{-1.97}$	$0.10^{+0.30}_{-0.10}$	75^{+10}_{-16}	1.01	1.03	1.20
03.1373	0.48	$0.87^{+0.03}_{-0.03}$	$5.43^{+0.65}_{-0.76}$	$0.52^{+0.14}_{-0.11}$	53^{+10}_{-9}	1.03	1.04	1.29
03.1413	0.49	$0.69^{+0.15}_{-0.18}$	$4.38^{+1.61}_{-1.45}$	$8.06^{+1.20}_{-1.71}$	65^{+6}_{-7}	0.92	0.92	1.11
03.1540	0.69	$0.58^{+0.21}_{-0.21}$	$3.36^{+1.96}_{-1.56}$	$3.09^{+0.36}_{-0.45}$	7^{+8}_{-7}	1.13	1.10	1.20
10.0812	0.39	$0.39^{+0.02}_{-0.02}$	$0.86^{+0.09}_{-0.12}$	$6.93^{+0.32}_{-0.35}$	55^{+2}_{-2}	1.02	1.21	2.14
10.0829	0.53	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$7.74^{+1.10}_{-2.43}$	$3.28^{+0.16}_{-0.16}$	62^{+2}_{-2}	1.08	1.30	1.08
10.1155	0.51	$0.17^{+0.11}_{-0.05}$	$10.34^{+0.14}_{-1.45}$	$3.55^{+0.15}_{-0.12}$	76^{+1}_{-1}	1.14	1.32	1.15
10.1203	0.69	$0.06^{+0.12}_{-0.06}$	$7.19^{+0.78}_{-1.51}$	$2.41^{+0.18}_{-0.18}$	54^{+4}_{-6}	1.05	1.10	1.05
10.1207	0.71	$0.97^{+0.03}_{-0.23}$	$4.21^{+0.99}_{-1.21}$	$4.12^{+2.01}_{-3.49}$	16^{+34}_{-16}	1.03	1.03	1.16
10.1209	0.84	$0.88^{+0.02}_{-0.02}$	$9.38^{+0.42}_{-1.30}$	$0.49^{+0.11}_{-0.13}$	4^{+8}_{-4}	0.99	1.00	1.16
10.1220	0.91	$0.33^{+0.04}_{-0.04}$	$1.18^{+0.35}_{-0.25}$	$13.32^{+0.31}_{-1.34}$	85^{+0}_{-1}	1.33	1.54	1.75
10.1231	0.47	$0.89^{+0.04}_{-0.05}$	$4.25^{+0.54}_{-0.45}$	$1.27^{+0.45}_{-0.31}$	82^{+3}_{-10}	0.99	1.00	1.15
10.1236	0.75	$0.00^{+0.03}_{-0.00}$	$6.83^{+1.11}_{-1.04}$	$3.46^{+0.21}_{-0.26}$	71^{+2}_{-2}	1.06	1.26	1.06
10.1243	0.59	$0.71^{+0.10}_{-0.15}$	$4.33^{+0.80}_{-1.47}$	$4.64^{+0.64}_{-0.71}$	41^{+11}_{-13}	0.96	0.96	1.15
10.1257	0.78	$1.00^{+0.00}_{-0.03}$	$3.79^{+0.31}_{-0.24}$	$4.40^{+1.35}_{-0.78}$	5^{+16}_{-5}	0.99	0.99	1.21
10.1262	0.58	$0.84^{+0.15}_{-0.07}$	$1.75^{+0.48}_{-0.36}$	$2.32^{+0.95}_{-1.12}$	48^{+13}_{-13}	1.04	1.04	1.21
10.1270	0.67	$1.00^{+0.00}_{-0.02}$	$6.60^{+0.43}_{-0.40}$	$8.66^{+0.85}_{-3.20}$	7^{+21}_{-7}	1.03	1.02	1.16
10.1637	0.50	$0.86^{+0.03}_{-0.02}$	$6.59^{+0.81}_{-0.65}$	$0.31^{+0.08}_{-0.11}$	37^{+5}_{-5}	1.04	1.07	1.50
14.0207	0.55	$0.92^{+0.02}_{-0.02}$	$7.21^{+0.35}_{-0.45}$	$0.86^{+0.12}_{-0.18}$	68^{+3}_{-5}	0.93	0.95	1.94
14.0312	0.75	$0.08^{+0.10}_{-0.08}$	$6.66^{+1.25}_{-1.71}$	$3.05^{+0.22}_{-0.24}$	42^{+5}_{-8}	1.03	1.09	1.03
14.0411	0.84	$0.21^{+0.13}_{-0.14}$	$4.84^{+2.02}_{-1.29}$	$1.90^{+0.12}_{-0.11}$	41^{+4}_{-7}	1.14	1.21	1.15
14.0700	0.64	$0.98^{+0.03}_{-0.08}$	$2.42^{+0.16}_{-0.17}$	$1.50^{+2.24}_{-0.63}$	29^{+14}_{-15}	1.00	1.00	1.23
14.0746	0.68	$0.85^{+0.15}_{-0.11}$	$4.32^{+0.75}_{-0.66}$	$2.25^{+2.88}_{-0.76}$	61^{+10}_{-9}	1.01	1.01	1.08
14.0848	0.66	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$1.24^{+1.82}_{-1.24}$	$1.96^{+0.24}_{-0.15}$	55^{+5}_{-4}	0.99	1.10	0.99
14.0972	0.67	$0.51^{+0.09}_{-0.09}$	$4.33^{+2.89}_{-1.15}$	$3.04^{+0.29}_{-0.47}$	57^{+3}_{-4}	1.15	1.18	1.25

CFRS ID	z	B/T	r_e (pix.)	r_d (pix.)	incl. i (degrés)	χ^2	χ^2 (B/T=1.0)	χ^2 (B/T=0.0)
14.0985	0.81	$0.18^{+0.11}_{-0.11}$	$6.01^{+1.50}_{-1.13}$	$2.14^{+0.21}_{-0.18}$	22^{+12}_{-22}	1.00	1.02	1.00
14.1012	0.48	$1.00^{+0.00}_{-0.02}$	$5.81^{+0.52}_{-0.43}$	$8.50^{+0.19}_{-0.61}$	43^{+24}_{-43}	1.02	1.02	1.04
14.1037	0.55	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	$9.04^{+1.87}_{-2.39}$	$3.15^{+0.10}_{-0.15}$	23^{+4}_{-6}	1.06	1.26	1.06
14.1042	0.72	$0.27^{+0.13}_{-0.08}$	$3.42^{+1.45}_{-1.80}$	$1.58^{+0.15}_{-0.10}$	61^{+5}_{-3}	1.12	1.21	1.14
14.1136	0.64	$0.55^{+0.13}_{-0.12}$	$5.34^{+1.92}_{-1.52}$	$2.12^{+0.53}_{-0.37}$	41^{+18}_{-14}	1.06	1.06	1.09
14.1146	0.74	$0.24^{+0.12}_{-0.24}$	$6.85^{+0.77}_{-2.09}$	$2.37^{+0.21}_{-0.18}$	59^{+4}_{-3}	1.06	1.12	1.07
14.1164	0.67	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$8.32^{+0.82}_{-1.28}$	$3.09^{+0.24}_{-0.20}$	54^{+3}_{-3}	1.06	1.20	1.06
14.1189	0.75	$0.01^{+0.04}_{-0.01}$	$4.00^{+3.86}_{-1.69}$	$3.07^{+0.17}_{-0.18}$	67^{+2}_{-2}	1.01	1.10	1.01
14.1251	-	$0.66^{+0.13}_{-0.15}$	$2.91^{+1.05}_{-1.11}$	$4.03^{+1.13}_{-0.87}$	82^{+3}_{-4}	0.97	0.98	1.04
14.1258	0.65	$0.61^{+0.12}_{-0.12}$	$6.64^{+0.14}_{-0.44}$	$1.26^{+0.19}_{-0.14}$	56^{+10}_{-8}	0.96	0.99	1.00
14.1427	0.86	$0.01^{+0.05}_{-0.01}$	$1.63^{+2.43}_{-1.63}$	$2.51^{+0.14}_{-0.17}$	62^{+2}_{-2}	1.05	1.15	1.05
14.1464	0.46	$0.87^{+0.13}_{-0.13}$	$1.89^{+0.49}_{-0.46}$	$2.09^{+0.47}_{-1.73}$	55^{+7}_{-11}	0.99	1.00	1.16
14.1496	0.90	$0.82^{+0.16}_{-0.20}$	$2.26^{+0.85}_{-1.17}$	$1.21^{+1.42}_{-0.50}$	60^{+14}_{-10}	0.92	0.92	0.95
22.0453	0.62	$0.03^{+0.10}_{-0.03}$	$4.17^{+1.95}_{-2.44}$	$2.05^{+0.17}_{-0.12}$	48^{+4}_{-5}	1.03	1.13	1.03
22.0599	0.89	$0.15^{+0.36}_{-0.15}$	$7.03^{+1.18}_{-2.90}$	$2.43^{+0.51}_{-0.43}$	48^{+12}_{-29}	0.74	0.75	0.74
22.0779	0.93	$0.03^{+0.08}_{-0.03}$	$3.35^{+1.62}_{-1.88}$	$2.20^{+0.17}_{-0.15}$	64^{+2}_{-3}	1.00	1.08	1.00
22.0919	0.47	$0.55^{+0.06}_{-0.07}$	$5.58^{+1.64}_{-1.54}$	$0.42^{+0.06}_{-0.07}$	37^{+9}_{-17}	0.89	0.91	0.95
22.1037	0.55	$0.91^{+0.09}_{-0.11}$	$2.70^{+0.40}_{-0.44}$	$4.90^{+0.82}_{-1.11}$	30^{+21}_{-16}	0.98	0.98	1.07
22.1078	0.67	$0.67^{+0.11}_{-0.10}$	$0.84^{+0.36}_{-0.35}$	$2.37^{+0.42}_{-0.41}$	69^{+6}_{-9}	1.00	1.02	1.12
22.1406	0.82	$0.02^{+0.12}_{-0.02}$	$4.50^{+1.17}_{-1.61}$	$1.32^{+0.08}_{-0.12}$	36^{+6}_{-8}	1.00	1.11	1.00

TAB. 3.5 – Paramètres morphologiques des LCGs dérivés d’après GIM2D. De gauche à droite : le nom de la galaxie, le rapport B/T, les rayons de bulbe et de disque r_e et r_d (en pixels), l’inclinaison i (en degrés), et le χ^2 réduit lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. Les deux dernières colonnes correspondent aux χ^2 réduits calculés pour des modèles du type “bulbe pur” ($B/T = 1.0$) ou “disque pur” ($B/T = 0.0$).

Il reste donc neuf galaxies dont l'analyse morphologique peut être considérée comme fiable. Ces galaxies ont leur identifiant en gras dans la table 3.5, et sont montrées sur la figure 3.19. Deux de ces galaxies (CFRS 03.1060 et 10.0812) sont de type morphologique Sab-Sb ($0.25 \leq B/T \leq 0.5$), mais les 7 autres galaxies ont $B/T \geq 0.65$, correspondant à des types morphologiques du type E - E/S0, caractéristique d'une galaxie dominée par un bulbe. Toutefois, la figure 3.19 montre que deux de ces dernières galaxies (CFRS 10.1257 et 10.1270) sont vues par la tranche, alors que GIM2D les considère comme elliptiques ($B/T = 1.0$). Il vaut donc mieux rester prudent quant à la classification morphologique trouvée par GIM2D sur ces deux objets. Les cinq autres galaxies montrent elles un coeur brillant et une structure diffuse autour. Ces résultats vont dans le sens de l'hypothèse de Hammer et al. selon laquelle les structures observées sur ces galaxies correspondraient à des bulbes en formation. De plus, ces galaxies, à l'exception de CFRS 22.1078, ont un rayon de bulbe moyen $\langle r_e \rangle = 3$ pixels, ce qui correspond à environ 2 kpc pour une galaxie située à $z = 0.6$ (en supposant $H_0 = 70$ km/s/Mpc et $\Omega_\Lambda = 0.7$), valeur inférieure à la taille du bulbe de notre galaxie.

Intéressons nous maintenant aux 27 galaxies restantes, qui possèdent toutes la caractéristique d'avoir $r_e > r_d$. L'histogramme du rapport B/T de ces galaxies est montré sur la figure 3.20, et montre que les 2/3 (17/27) d'entre elles ont $B/T \geq 0.6$, soit des types morphologiques E-E/S0, donc des galaxies où le bulbe domine. Le fait qu'il y ait autant de galaxies avec ces deux caractéristiques nous a beaucoup intrigué, aussi j'ai demandé à Luc Simard (l'auteur de GIM2D) une cause possible de ce type de résultat. La réponse a été que GIM2D n'impose pas la condition $r_e < r_d$, et que dans le cas où une source non résolue est présente au centre de la galaxie, celle-ci est modélisée par un disque caractérisé par un r_d très petit. Dans le cas des galaxies compactes, cette source pourrait très bien être le bulbe de ces galaxies. Nous sommes donc arrivés à la conclusion que la résolution spatiale de nos images HST-WFPC2 est insuffisante pour pouvoir résoudre le coeur des galaxies compactes, arriver à différencier le bulbe du disque, et donc pouvoir déterminer leur morphologie.

Nous avons aussi vu précédemment que certaines galaxies pouvaient aussi bien être ajustées par un modèle de type "disque pur" que "bulbe pur", ce qui physiquement est inacceptable. J'ai donc ré-exécuté GIM2D sur ces 27 galaxies, en imposant un rapport B/T constant ($B/T = 0.0$ ou $B/T = 1.0$). La figure montre le χ^2 réduit calculé pour le modèle "disque pur" en fonction du χ^2 réduit calculé pour le modèle "bulbe pur". Les points à l'intérieur du rectangle en pointillés correspondent aux galaxies bien ajustées par les deux modèles. Or quasiment la moitié des objets (13/27) s'y trouvent. Cela signifie donc que GIM2D n'arrive pas à différencier le bulbe du disque sur ces images. Ce résultat conforte donc notre hypothèse ci-dessus selon laquelle la résolution de nos images est insuffisante pour connaître la morphologie de ces objets.

Une autre corrélation frappante entre ces deux modèles est plus facilement visible sur la figure 3.22, qui montre $\cos(i)$, où i est l'inclinaison déterminée pour le modèle "disque pur" ($B/T = 0.0$) en fonction de $b/a = 1 - e$, où e est l'ellipticité du bulbe calculée pour le modèle "bulbe pur" ($B/T = 1.0$). Les points sont bien alignés sur cette figure, et un ajustement aux moindres carrés donne une régression linéaire de la forme : $\cos(i) = 0.9 b/a + 0.1$. Cette figure montre donc que même si GIM2D ne permet pas de déterminer la morphologie des galaxies compactes à partir ces images, il peut toutefois être utilisé pour mesurer leur inclinaison sur la ligne de visée. Nous verrons un peu plus loin que cette information est utile car une inclinaison élevée aura pour effet d'augmenter l'extinction, et donc de perturber toutes les mesures directement dépendantes de cette grandeur telles que l'estimation du taux de formation stellaire par exemple.

Cette étude sur les galaxies compactes imagées par la WFPC2 sur le HST montre donc que la résolution angulaire de cet instrument semble être le principal facteur limitant pour connaître la morphologie de ces objets. En effet, notre échantillon de départ était de 53 galaxies, et GIM2D a

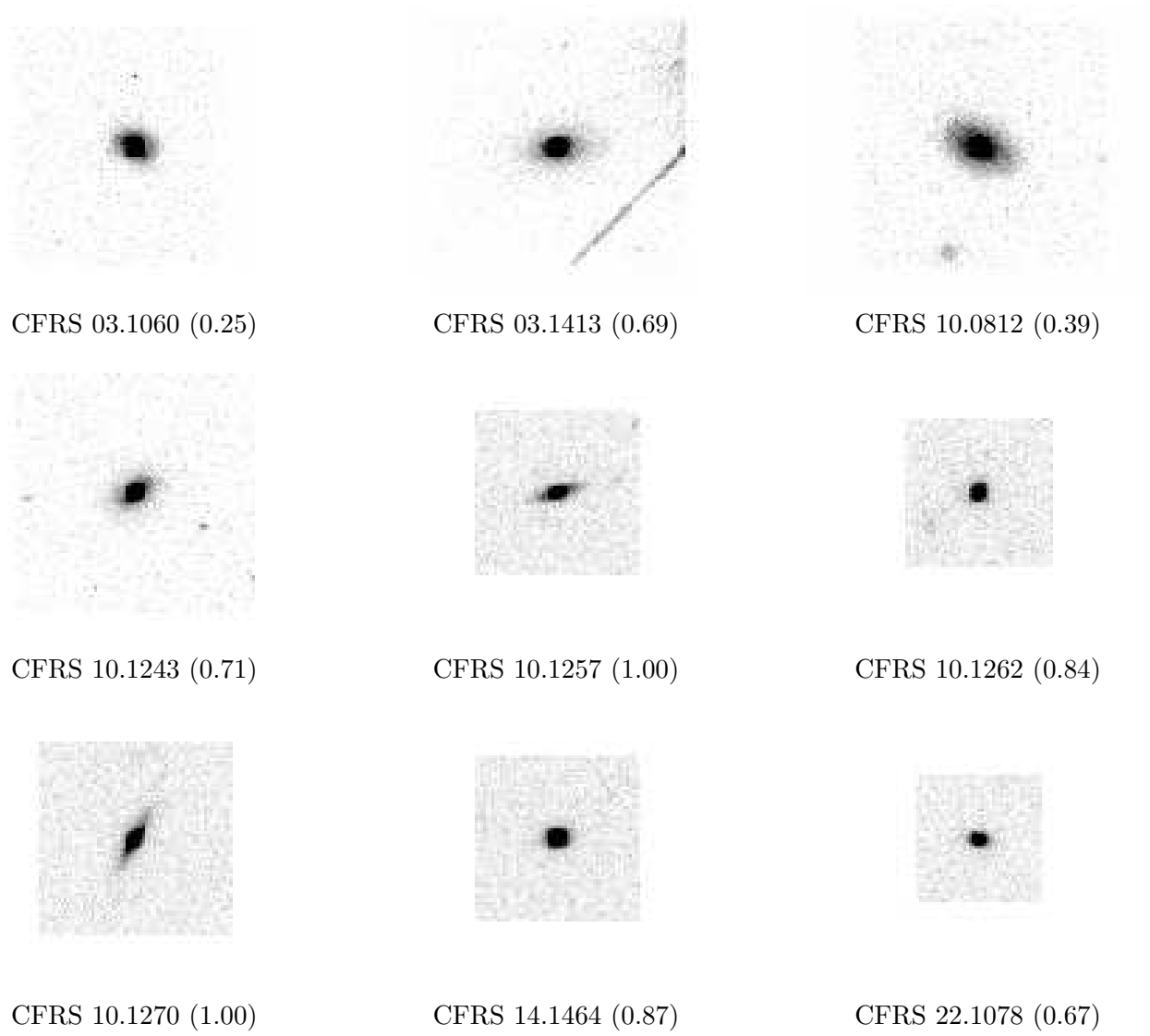


FIG. 3.19 – Images des LCGs correctement analysées par GIM-2D. Le nombre entre parenthèses est le rapport B/T de la galaxie.

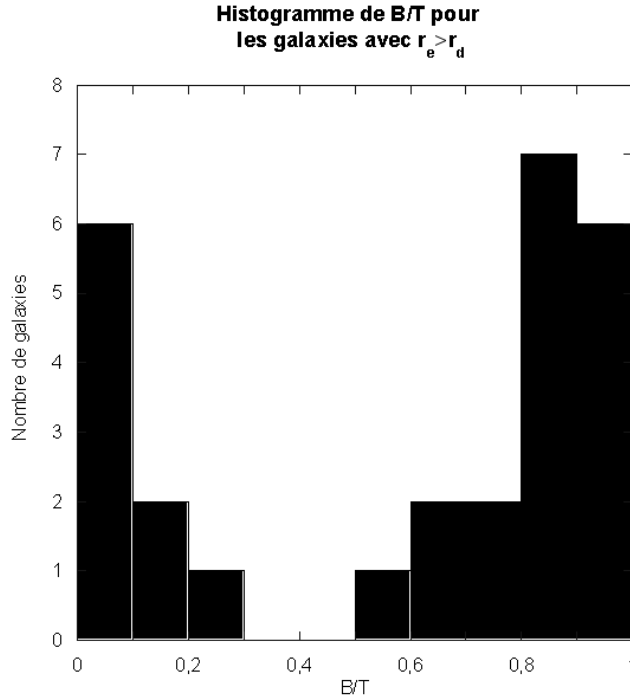


FIG. 3.20 – *Histogramme du rapport B/T des galaxies avec $r_e > r_d$*

donné un modèle avec une bonne qualité ($0.9 \leq \chi^2 \leq 1.1$) pour 45 d’entre elles. 5 de ces galaxies sont bien modélisées par un disque pur ($B/T=0.0$), mais les images montrent que ces galaxies sont très inclinées ($i \geq 60^\circ$), et il est dès lors difficile de faire confiance à l’analyse morphologique.

13 des 40 galaxies restantes ont des paramètres physiquement acceptables, c’est à dire un rayon de bulbe r_e inférieur au rayon de disque r_d lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. Mais 4 de ces galaxies sont également bien ajustées par un modèle où le modèle est imposé ($B/T = 1.0$ ou $B/T = 0.0$). Dans la mesure où ces 4 galaxies arrivent à être ajustées par n’importe quel type de modèle, on ne peut pas avoir confiance envers les modèles déterminés par GIM2D. Concernant les 9 galaxies restantes, les images de 2 de ces galaxies montrent là encore une forte inclinaison, nous obligeant à être prudent quant à la morphologie de ces objets. Seulement **7** galaxies ont donc des morphologies considérées comme fiables. 2 ont des morphologies de galaxies spirales du type Sab-Sa, et les 5 autres ont des morphologies du type E-E/S0 ($B/T \geq 0.65$), où le bulbe est la structure dominante. Ces 5 galaxies ont des rayons de bulbe $r_e \approx 2 \text{ kpc}$, et leurs images montrent des extensions diffuses autour de leur coeur, résultats qui vont dans le sens de l’hypothèse de Hammer et al. (2001), qui proposent que les LCGs pourraient être les pro géniteurs des bulbes des galaxies spirales observées dans l’univers local.

Les 27 galaxies restantes ont la caractéristique d’avoir $r_e > r_d$ lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. Une explication de cette caractéristique serait la présence d’une source ponctuelle non résolue dans le coeur de l’objet, qui pourrait en fait être le bulbe de la galaxie, mais qui est alors modélisée par GIM2D par un disque de faible r_d . Ceci nous incite à penser que la résolution angulaire est en fait insuffisante pour séparer le bulbe dans la partie centrale des LCGs, hypothèse renforcée par le fait que la moitié de ces galaxies sont ajustées aussi bien par un modèle avec $B/T = 1.0$ que $B/T = 0.0$ ($0.9 \leq \chi^2 \leq 1.1$). On observe également une forte corrélation entre $b/a = 1 - e$, où e est l’ellipticité du bulbe correspondant au modèle ”bulbe pur”, et $\cos(i)$, où i est l’inclinaison du disque correspondant au modèle ”disque pur”. Donc GIM2D peut quand même être utilisé pour mesurer l’inclinaison des LCGs. Comme nous le verrons plus loin, cette information est utile, dans la mesure où une inclinaison élevée

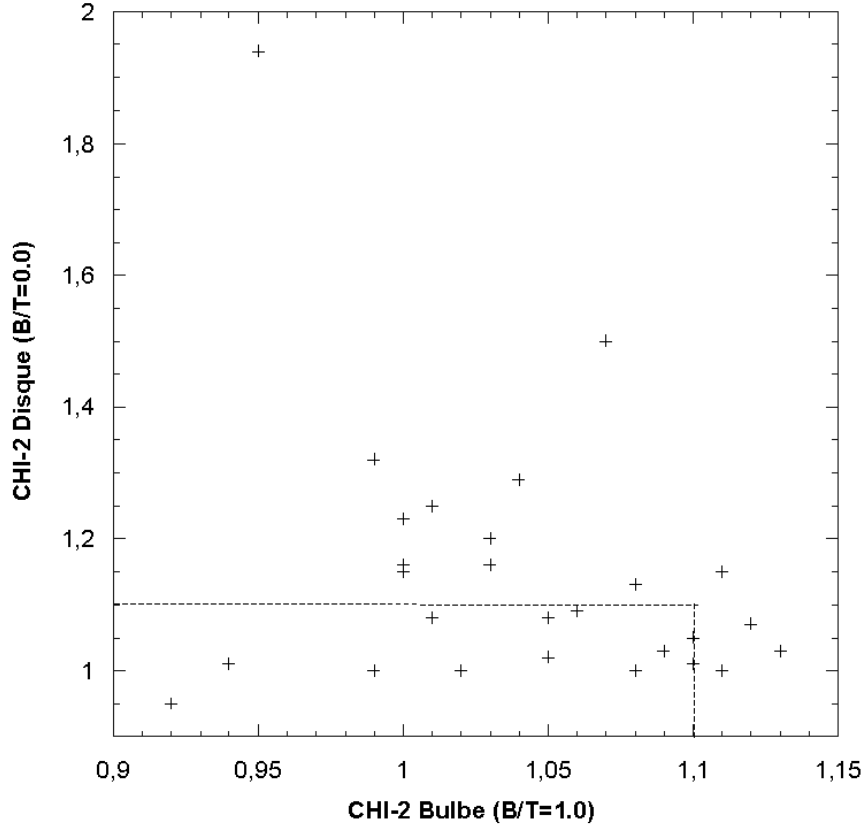


FIG. 3.21 – Comparaison des χ^2 réduits calculés pour le modèle $B/T = 1.0$ (abscisse) et le modèle $B/T = 0.0$ (ordonnée). Les points à l'intérieur du rectangle en pointillés correspondent aux galaxies aussi bien ajustées modélisées par un bulbe que par un disque.

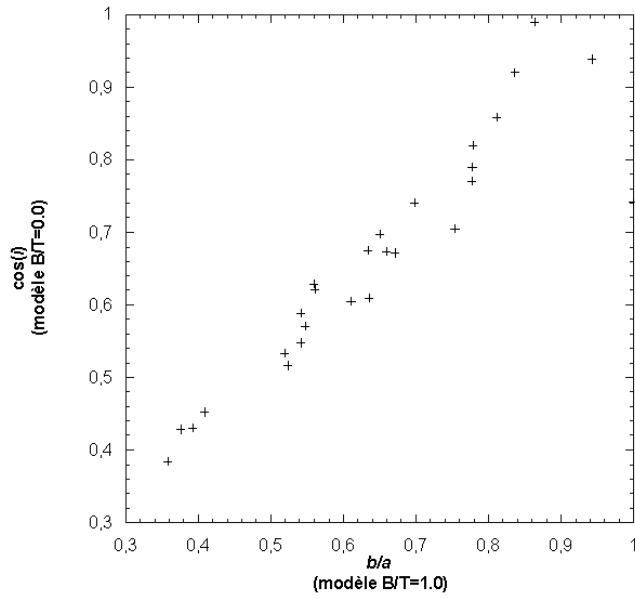


FIG. 3.22 – Comparaison entre $\cos(i)$, où i est l'inclinaison du disque calculée pour le modèle $B/T = 0.0$, et $b/a = 1 - e$, où e est l'ellipticité du bulbe calculée pour le modèle $B/T = 0.0$.

est source d'extinction et vient perturber les mesures en spectroscopie et les résultats qui en découlent.

Nous voyons donc que sur notre échantillon de départ de 53 galaxies, GIM2D n'a pu fournir des résultats satisfaisants que pour 7 d'entre elles, ce qui correspond à $\approx 14\%$ des objets. Le principal facteur limitant semble être la résolution insuffisante des images WFPC2, qui ne permet pas d'effectuer une analyse morphologique pertinente des LCGs. Toutefois, un nouvel instrument avec une résolution spatiale deux fois meilleure (pixel de 0.05 secondes d'arc), l'*Advanced Camera for Surveys* (ACS), a été installé sur le HST en mars 2002. Le prochain paragraphe présente quelques résultats que nous avons obtenus sur des galaxies compactes observées avec cet instrument.

3.4.3 Influence de la résolution angulaire

La résolution spatiale de la WFPC-2 étant insuffisante pour effectuer l'analyse morphologique des galaxies compactes, nous nous sommes demandés si cette limitation persisterait avec l'ACS, ceci dans le cadre d'une demande de temps sur le HST avec cet instrument (demande de temps malheureusement rejetée).

Nous avons donc analysé 20 galaxies compactes se trouvant dans un des champs imagés par l'ACS dans le cadre du programme GOODS (Giavalisco et al. 2004). Le temps de pose total était de 1040 secondes, dans le filtre I_{775W} . Etant donné que les décalages spectraux de ces galaxies n'étaient pas connus, elles ont été sélectionnées à partir de critères de luminosité ($21 < I_{AB} < 22.5$), de couleur ($(V - I)_{AB} < 1.4$) et de compacité ($r_{1/2} < 0.6$ secondes d'arc). Ces mêmes critères ont été utilisés par Brinchmann et al. (1998) pour sélectionner dans le CFRS les galaxies compactes situées à $0.4 \leq z \leq 1.2$. 12 de ces galaxies sont montrées sur la figure 3.23. Nous avons également utilisé *TinyTim* pour calculer la FEP de l'instrument.

Les résultats de l'analyse morphologique sont donnés sur la table 3.6. Nous voyons que sur ces 20 galaxies, 16 sont ajustées de façon satisfaisante ($0.90 \leq \chi^2 \leq 1.10$) lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. Un examen à l'oeil des 4 objets mal modélisés ($\chi^2 > 1.10$) montre que trois d'entre eux (les galaxies 070, 284 et 698) sont des galaxies subissant ou ayant subi des épisodes de fusion, expliquant la structure dissymétrique ou irrégulière de ces objets, et dès lors la complication de modéliser ces structures par des profils simples. Le dernier objet (galaxie 801) est une galaxie quasiment vue par la tranche ($i \leq 80^\circ$).

6 de ces 16 objets (les galaxies 132, 174, 193, 239, 254 et 617), soit 40% de l'échantillon total, ont des profils de type disque pur ($B/T_{max} \leq 0.10$), confirmé par le fait que ces galaxies sont mal ajustées par des profils de type bulbe pur ($\chi^2_{B/T=1.0} > 1.10$). Mais contrairement à ce qui était observé sur les LCGs observées avec la WFPC-2, seulement une galaxie (l'objet 193) est fortement incliné, avec $i \geq 55^\circ$. La classification morphologique de ces galaxies comme disque pur peut donc cette fois-ci être considérée comme fiable.

Il reste 10 galaxies (identifiants 034, 113, 138, 309, 322, 349, 522, 615 743 et 858) qui ne sont pas des disques purs. 3 de ces objets (034, 132 et 743) ont des paramètres morphologiques physiquement non acceptables, avec $r_e > r_d$. En examinant ces galaxies de plus près, on constate que l'objet 034 est fortement incliné ($i \geq 55^\circ$). Comme l'extinction augmente avec l'inclinaison, il est fortement probable que cette dernière soit la responsable de la mauvaise décomposition bulbe-disque. L'objet 132 est lui très compact (diamètre d'environ 10 pixels), expliquant la difficulté à pouvoir isoler les différentes composantes de la galaxie. Quant à l'objet 743, son image fait apparaître une deuxième structure proche du coeur, faisant penser à un objet résultant de la fusion en cours entre deux galaxies.

Les 7 galaxies restantes ont des paramètres morphologiques pouvant à première vue être considérés

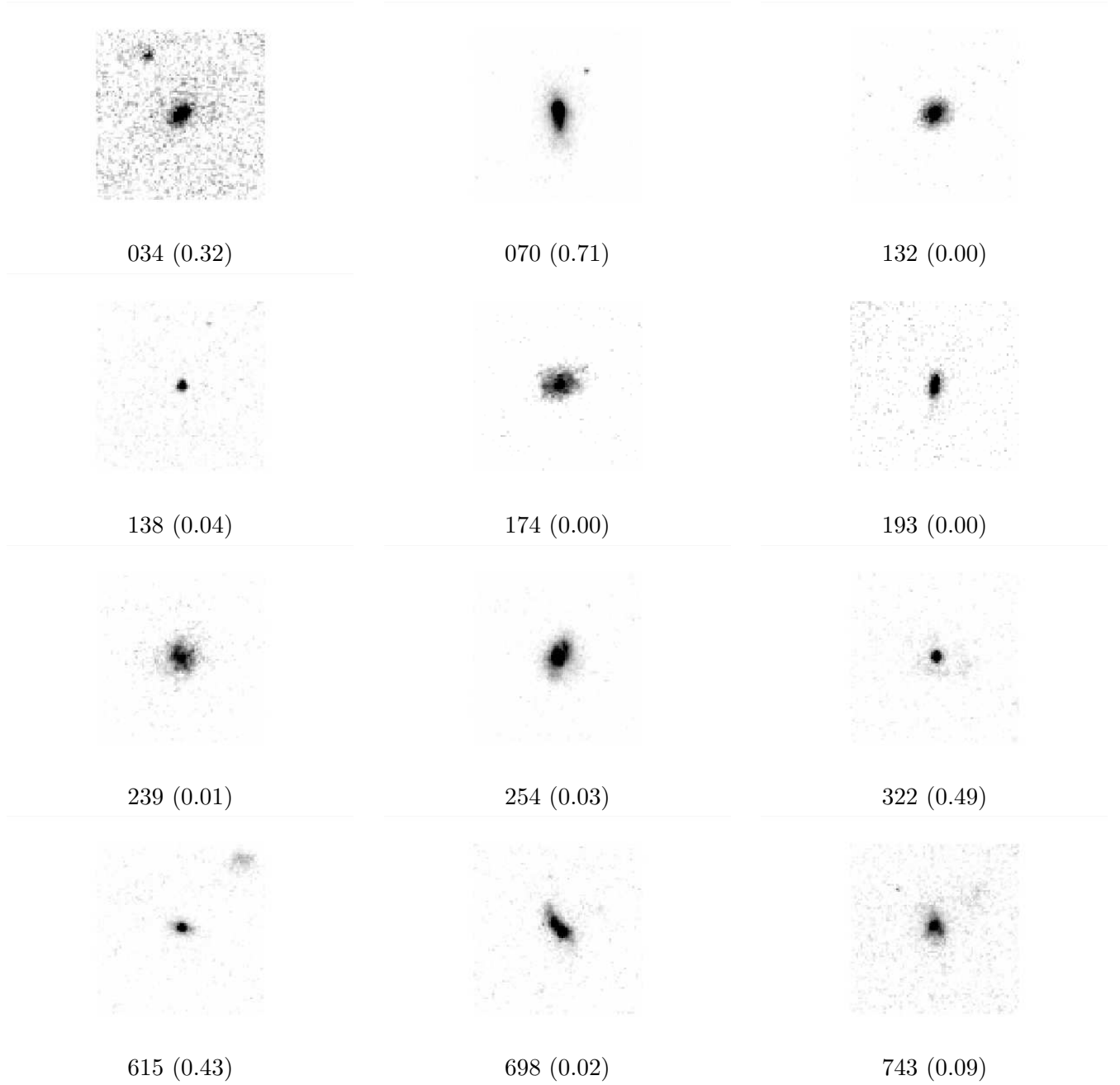


FIG. 3.23 – Quelques exemples de LCGs imagées par l'ACS et analysées par GIM-2D. Le nombre entre parenthèses est le rapport B/T de la galaxie déterminé par GIM2D.

ID	B/T	r_e (pix.)	r_d (pix.)	incl. i (degrés)	χ^2	χ^2 ($B/T = 1.0$)	χ^2 ($B/T = 0.0$)
034	$0.32^{+0.16}_{-0.22}$	$6.57^{+1.52}_{-3.68}$	$2.96^{+0.27}_{-0.34}$	56^{+5}_{-8}	0.94	1.01	0.96
070	$0.71^{+0.06}_{-0.06}$	$5.18^{+0.56}_{-0.63}$	$6.05^{+0.41}_{-0.34}$	75^{+3}_{-9}	1.60	1.64	2.18
113	$0.43^{+0.10}_{-0.09}$	$1.80^{+0.62}_{-0.68}$	$3.88^{+0.37}_{-0.26}$	8^{+17}_{-8}	0.94	0.95	1.14
132	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	$2.75^{+0.41}_{-0.40}$	$3.43^{+0.14}_{-0.14}$	37^{+3}_{-4}	0.98	1.23	0.98
138	$0.02^{+0.14}_{-0.02}$	$0.66^{+0.31}_{-0.46}$	$0.35^{+0.04}_{-0.05}$	32^{+21}_{-30}	1.09	1.11	1.07
174	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	$3.85^{+1.21}_{-0.64}$	$5.02^{+0.21}_{-0.13}$	48^{+2}_{-3}	1.01	1.31	1.01
193	$0.00^{+0.05}_{-0.00}$	$3.68^{+1.50}_{-0.87}$	$3.00^{+0.18}_{-0.18}$	70^{+2}_{-2}	0.99	1.15	0.99
239	$0.01^{+0.08}_{-0.01}$	$9.64^{+3.85}_{-2.93}$	$4.27^{+0.20}_{-0.20}$	20^{+7}_{-7}	1.01	1.20	1.01
254	$0.03^{+0.04}_{-0.03}$	$4.21^{+2.21}_{-1.16}$	$3.94^{+0.10}_{-0.12}$	50^{+2}_{-2}	1.10	1.50	1.10
284	$0.31^{+0.05}_{-0.06}$	$13.02^{+1.18}_{-1.38}$	$5.07^{+0.20}_{-0.18}$	61^{+2}_{-2}	1.36	1.58	1.41
309	$0.12^{+0.07}_{-0.05}$	$2.22^{+1.61}_{-1.36}$	$4.82^{+0.35}_{-0.34}$	4^{+10}_{-4}	0.98	1.04	1.01
322	$0.49^{+0.04}_{-0.03}$	$0.06^{+0.13}_{-0.06}$	$4.02^{+0.49}_{-0.54}$	21^{+10}_{-11}	1.06	1.21	1.44
349	$0.50^{+0.09}_{-0.10}$	$2.15^{+0.50}_{-0.59}$	$3.83^{+0.49}_{-0.39}$	28^{+13}_{-28}	0.96	0.98	1.20
522	$0.25^{+0.16}_{-0.09}$	$2.46^{+1.52}_{-1.04}$	$4.22^{+0.39}_{-0.32}$	33^{+5}_{-9}	0.98	1.02	1.05
615	$0.43^{+0.25}_{-0.11}$	$0.74^{+0.92}_{-0.53}$	$3.13^{+0.52}_{-0.47}$	65^{+7}_{-4}	0.93	0.94	1.06
617	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	$4.20^{+2.02}_{-0.83}$	$4.45^{+0.12}_{-0.12}$	53^{+2}_{-2}	1.06	1.48	1.06
698	$0.02^{+0.12}_{-0.02}$	$3.91^{+3.57}_{-0.75}$	$3.88^{+0.15}_{-0.20}$	68^{+2}_{-1}	1.19	1.36	1.19
743	$0.09^{+0.09}_{-0.09}$	$3.62^{+2.06}_{-1.23}$	$3.26^{+0.21}_{-0.20}$	46^{+4}_{-3}	1.04	1.17	1.04
801	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$10.49^{+0.44}_{-0.79}$	$11.46^{+0.71}_{-0.52}$	82^{+0}_{-0}	1.20	1.90	1.20
858	$0.14^{+0.08}_{-0.05}$	$3.94^{+1.33}_{-1.18}$	$5.89^{+0.78}_{-0.49}$	57^{+4}_{-4}	0.97	1.09	0.99

TAB. 3.6 – Paramètres morphologiques des 20 LCGs imagées par l’ACS. De gauche à droite : l’identifiant de la galaxie, le rapport B/T , les rayons de bulbe et de disque r_e et r_d (en pixels), l’inclinaison i en degrés, et le χ^2 réduit lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. Les deux dernières colonnes correspondent aux χ^2 réduits lorsque l’on impose un modèle de type ”bulbe pur” ($B/T=1.0$) et de type ”disque pur” ($B/T=0.0$).

comme corrects. Mais une analyse minutieuse montre que 4 de ces galaxies (309, 522, 615 et 858) ont leurs χ^2 réduits pour les modèles $B/T = 1.0$ ou $B/T = 0.0$ compris entre 0.90 et 1.10. On retrouve là la même situation que pour certaines galaxies imagées par la WFPC-2, à savoir des objets qui arrivent à être bien ajustés par n’importe quel type de modèle, aussi on ne peut faire confiance aux résultats donnés par GIM2D sur ces galaxies.

Il y a aussi 2 galaxies (113 et 349) pour lesquelles GIM2D donne $B/T \approx 0.5$ lorsque tous les paramètres du modèle sont laissés libres. La table 3.6 montre que les χ^2 réduits correspondants au modèle bulbe pur sont aussi proches de 1, ce qui n’est pas le cas pour le modèle disque pur. On peut là aussi se demander si ces deux galaxies ont des résultats morphologiques pertinents, dans la mesure où elles peuvent se modéliser par n’importe quel profil différent d’un profil disque pur.

Il n’y a donc qu’un seul objet (la galaxie 322, avec $B/T=0.49$) pour lequel le modèle où tous les paramètres sont laissés libres est le seul modèle qui convienne.

Afin de vérifier cependant si l’ACS apporte un gain par rapport à la WFPC-2, j’ai dégradé la résolution spatiale des images ACS afin de les amener à la même résolution que celle de la WFPC-2. GIM2D a alors été relancé sur ces images, toujours en considérant les trois modèles habituels. Nous avons utilisé *Tinytim* pour simuler la FEP de la WFPC-2.

La table 3.7 compare les résultats obtenus sur les images ACS avec ceux obtenus sur les images

ID	B/T (ACS)	χ^2 (ACS)	B/T (WFPC-2)	r_e (pix.)	r_d (pix.)	χ^2	χ^2 (B/T=1.0)	χ^2 (B/T=0.0)
132	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	0.98	$0.00^{+0.05}_{-0.00}$	$1.15^{+0.54}_{-0.79}$	$1.60^{+0.12}_{-0.10}$	0.99	1.14	0.99
174	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	1.01	$0.00^{+0.05}_{-0.00}$	$3.40^{+2.54}_{-1.28}$	$2.35^{+0.15}_{-0.12}$	0.96	1.20	0.96
193	$0.00^{+0.05}_{-0.00}$	0.99	$0.11^{+0.27}_{-0.11}$	$2.04^{+0.64}_{-0.72}$	$1.41^{+0.21}_{-0.22}$	0.92	0.98	0.92
239	$0.01^{+0.08}_{-0.01}$	1.01	$0.14^{+0.13}_{-0.10}$	$4.51^{+3.23}_{-3.15}$	$2.24^{+0.22}_{-0.19}$	1.06	1.19	1.07
254	$0.03^{+0.04}_{-0.03}$	1.10	$0.11^{+0.09}_{-0.11}$	$3.19^{+3.20}_{-1.70}$	$1.89^{+0.09}_{-0.11}$	1.10	1.48	1.12
322	$0.49^{+0.04}_{-0.03}$	1.06	$0.49^{+0.05}_{-0.05}$	$0.09^{+0.11}_{-0.09}$	$4.41^{+0.89}_{-1.19}$	1.07	1.42	1.62
617	$0.00^{+0.01}_{-0.00}$	1.06	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$1.84^{+0.61}_{-0.62}$	$2.06^{+0.11}_{-0.12}$	1.05	1.39	1.05

TAB. 3.7 – *Comparaison entre les paramètres morphologiques dérivés par GIM2D sur les images ACS et ceux dérivés après dégradation des images à la résolution de la WFPC-2. De gauche à droite : l'identifiant de la galaxie, le rapport B/T et le χ^2 réduit mesurés sur les images ACS, le rapport B/T, les rayons de bulbe et de disque r_e et r_d (en pixels), et les χ^2 réduits mesurés sur les images WFPC-2 pour les 3 différents modèles.*

simulant une observation avec la WFPC-2. Nous nous sommes uniquement intéressés aux galaxies dont les résultats donnés par GIM2D sur les images ACS sont corrects. Sur ces 7 objets, 6 sont vus par l'ACS comme étant des disques purs, et 1 objet (la galaxie 322) est de type Sa ($B/T \approx 0.49$). Le gain fourni par l'ACS n'est pas vu sur ce dernier objet, dans la mesure où l'on trouve le même rapport B/T dans les deux cas.

Si on s'intéresse maintenant aux 6 disques purs, on constate que trois d'entre eux (les galaxies 193, 239 et 254) montrent des différences selon que leurs images ont la résolution de la WFPC-2 ou de l'ACS. En l'occurrence les résultats donnés sur les images simulées WFPC-2 donnent $B/T \geq 0.1$, et des barres d'erreur sont assez importantes ($\pm 50\%$). Il semble donc que GIM2D "voit" un bulbe à l'intérieur de ces galaxies. On constate aussi que ces 3 objets ont $r_e > r_d$, et que l'un d'entre eux a un χ^2 réduit compris entre 0.90 et 1.10 pour les trois modèles. On retrouve les observations faites au paragraphe précédent sur les LCGs du CFRS observées par la WFPC-2, observations qui semblaient causées par la résolution angulaire de la WFPC-2.

Pour conclure cette étude sur les galaxies compactes imagées par l'ACS, nous voyons donc que le gain apporté par la résolution angulaire de cet instrument est encore insuffisant pour déterminer la morphologie des galaxies compactes. En effet, notre échantillon de départ était de 20 galaxies, et GIM2D donnait sur 16 d'entre elles $0.9 \leq \chi^2 \leq 1.1$. 6 de ces 16 objets ont été ajustés par des modèles type "disque pur" ($B/T_{max} < 0.1$). Mais pour les 10 autres objets, nous avons vu que 3 d'entre eux avaient des paramètres morphologiques non acceptables ($r_e \geq r_d$). Il restait donc 7 objets, mais un examen plus poussé a montré que l'analyse morphologique n'était pas bonne pour 6 d'entre eux, car ces galaxies étaient bien ajustées soit par un modèle de type "bulbe pur", soit par un modèle de type "disque pur", ou par les deux. Au final il n'y a donc qu'un seul objet (la galaxie 322) qui est bien analysé par GIM2D.

Afin de quantifier le gain apporté par l'ACS, nous avons dégradé la résolution des 7 objets ACS pour lesquelles GIM2D donnait des modèles pertinents, ceci afin de les ramener à la résolution de la WFPC-2. Nous avons alors relancé GIM2D sur ces objets, toujours en testant les trois différents modèles, et nous avons constaté qu'il y avait des résultats incompatibles pour 3 d'entre eux, en particulier des galaxies considéré par GIM2D à partir des images ACS comme étant de type morphologique "disque pur". 15% des objets ont donc bénéficié de la meilleure résolution angulaire de l'ACS. Ce gain n'est pas négligeable, mais reste malgré tout encore insuffisant.

3.4.4 Conclusions

Nous nous sommes focalisés ici sur une population très intéressante de galaxies puisque leur nature est encore très mal connue : les galaxies compactes lumineuses. Comme nous l'avons vu, ces objets comptent parmi les responsables de la chute de la densité de formation stellaire depuis $z \approx 1$. Certains auteurs ont suggéré que ces galaxies pourraient être les pro géniteurs des bulbes des grandes galaxies telles que la Voie Lactée, aussi nous avons utilisé GIM2D pour essayer de déterminer la morphologie de ces objets.

Dans un premier temps, j'ai analysé 53 de ces galaxies se trouvant dans le CFRS et imagées par le HST avec la WFPC-2 dans le filtre I_{814W} , avec un pixel de 0.1 secondes d'arc. Sur ces 53 galaxies, seulement 9 d'entre elles ont donné des résultats pertinents, ce qui correspond à 17% des objets. 7 de ces galaxies ont $B/T \geq 0.65$ et un rayon de bulbe $r_e \approx 2$ kpc, et montrent des extensions diffuses autour de leur coeur faisant penser à un début de disque. Ces résultats vont dans le sens de l'hypothèse de Hammer et al. (2001), qui suggèrent que les galaxies compactes pourraient être les progéniteurs des grandes galaxies spirales observées dans l'univers actuel. Toutefois, il ne faut pas généraliser cette conclusion, dans la mesure où elle ne concerne qu'une très faible fraction de l'échantillon étudié. Les résultats obtenus sur les autres galaxies ont surtout montré que la résolution spatiale de la WFPC-2 était insuffisante pour étudier leur morphologie. En effet, nos premiers résultats montraient que les coeurs de ces galaxies étaient insuffisamment résolus pour pouvoir séparer le bulbe du disque, et une étude plus poussée a montré que la moitié de ces galaxies pouvaient se modéliser aussi bien par un bulbe que par un disque. Nous avons cependant vu que GIM2D est un bon indicateur de l'inclinaison de ces objets, information utile en spectroscopie dans la mesure où une forte inclinaison va provoquer une forte extinction, et va alors perturber tous les résultats qui en découlent, en particulier l'estimation du taux de formation stellaire.

Afin de quantifier l'effet d'une meilleure résolution angulaire, nous avons utilisé GIM2D sur 20 galaxies compactes imagées dans la bande I_{775W} avec l'*Advanced Camera for Surveys* (ACS) récemment installée sur le HST, qui fournit une résolution angulaire deux fois meilleure (pixel de 0.05 secondes d'arc). GIM2D a donné des résultats à première vue satisfaisants pour 16 de ces objets. 6 d'entre eux sont classifiés comme étant des galaxies spirales avec des profils de type "disque pur" ($B/T_{max} \leq 0.10$), résultat définitivement considéré comme fiable pour 5 objets qui ne sont pas fortement inclinés. Sur les 10 objets restants, 8 ont des paramètres *a priori* acceptables. Mais une comparaison avec des modèles de type "disque pur" et "bulbe pur" montre qu'au final il ne reste qu'un objet pour lequel l'analyse morphologique est correcte, avec $B/T=0.49$. Au final cela signifie qu'environ un tiers (7/20) des objets observés ont une analyse morphologique pertinente, résultat double de celui obtenu sur les galaxies CFRS imagées par la WFPC-2.

Nous avons ensuite étudié quels seraient les résultats de la WFPC-2 sur ces 7 galaxies. Nous avons donc dégradé ces images à la résolution de la WFPC-2, puis relancé GIM2D pour effectuer l'analyse morphologique. Nous avons alors constaté que 3 de ces 7 galaxies étaient mal analysées par GIM2D, dans la mesure où le rapport B/T déterminé dans les conditions WFPC-2 était différent de celui déterminé dans les conditions ACS, et montrait des barres d'erreur plus importantes ($\pm 50\%$). On retrouvait aussi chez ces trois objets les résultats obtenus sur certaines des galaxies compactes du CFRS, à savoir $r_e > r_d$, et une modélisation aussi bien par un bulbe que par un disque. Au final ce sont donc 15% (3/20) des objets de l'échantillon de départ qui ont bénéficié de la résolution spatiale supérieure de l'ACS. Il est d'ailleurs intéressant de constater que ces galaxies avaient $B/T \leq 0.05$, tandis que les 9 galaxies du CFRS dont l'analyse morphologique était pertinente avaient en majorité $B/T \geq 0.95$.

Nous avons donc vu dans cette partie que les galaxies compactes sont des objets pour lesquels il

est excessivement difficile d’obtenir des informations sur la morphologie. Les résultats que nous avons obtenus montrent que ces galaxies ont des formes très diverses, allant de galaxies où le bulbe domine et faisant penser à des galaxies spirales en formation, jusqu’à des galaxies où le disque est la structure dominante. Mais les résultats que nous avons obtenu montrent que ces galaxies se positionnent surtout à la limite des possibilités observationnelles du télescope spatial, aussi il serait pertinent d’utiliser dans le futur des nouvelles méthodes telles que l’Optique Adaptative (OA) qui permet de redonner aux télescopes au sol leur résolution spatiale théorique. A titre d’exemple, la caméra CONICA couplée au système NAOS équipant le télescope Yepun du VLT européen a un échantillonnage allant de 13.5 milli-secondes d’arc à 54 milli-secondes d’arc dans les bandes J, H et K, mais malheureusement sur des champs beaucoup plus faibles (moins de 1×1 minutes d’arc carrées). Comme nous le verrons malheureusement dans la deuxième partie de cette thèse, l’OA classique ne peut être utilisée que sur une très faible partie du ciel. Ce type d’objets motive donc la construction de systèmes d’OA de nouvelle génération dont un des objectifs est justement l’augmentation du champ de correction. Ces galaxies seront aussi une des cibles privilégiées du JWST, le successeur du HST, qui aura lui un diamètre de 6.5 mètres.

Je vais maintenant m’intéresser à la morphologie d’une autre population de galaxies responsables de la chute du taux de formation stellaire depuis $z \approx 1$, les galaxies lumineuses dans l’infrarouge (notées LIRG).

3.5 Morphologie et couleur des LIRGs

3.5.1 Présentation

Comme nous l’avons vu à la section 3.3, la prise en compte de l’absorption par les poussières de la luminosité UV et de sa ré-émission dans l’infrarouge amène à une ré-évaluation de l’histoire de la formation stellaire. Ainsi Flores et al. (1999) ont les premiers calculé la densité de formation stellaire jusqu’à $z = 1$ à partir de mesures réalisés dans l’infrarouge par le satellite ISO⁸ et dans les longueurs d’onde radio par le VLA⁹. Ils ont ainsi remarqué que 4% des galaxies de champ à $z \leq 1$ sont des galaxies très lumineuses ($L_{IR} (8-1000 \mu m) \geq 10^{11} L_{\odot}$), à forte extinction, et surtout à très forte formation stellaire ($50 \leq SFR \leq 200 M_{\odot}/an$). Cette population pourrait donc être responsable d’au moins un tiers de la formation stellaire à $z \approx 1$. Tenant compte de cela, la densité de formation stellaire doit être ré-évaluée d’un facteur ≈ 2 , ce que l’on avait observé sur la figure 3.16.

Le paragraphe 3.1.2 a montré que le nombre de galaxies en interaction était plus important dans le passé (Le Fèvre et al. 2000; Conselice et al. 2003). Il est généralement accepté que ces phénomènes d’interaction provoquent des flambées de formation stellaire. L’imagerie HST des galaxies étudiées par Flores et al. (1999) (voir figure 3.24) montre que ces objets sont soit des galaxies spirales lumineuses, soit des galaxies présentant des signes d’interaction. On soupçonne donc ces galaxies, les galaxies lumineuses dans l’infrarouge (LIRGs), d’être en majorité des objets en cours de fusion, ce qui pourrait expliquer le déclin du taux de galaxies en fusion depuis $z \approx 1$ (Elbaz et al. 2002).

Des études plus récentes de ces objets (Flores et al. 2004a; Liang et al. 2004) ont permis de préciser à l’aide de spectroscopie à haute résolution les caractéristiques physico-chimiques de ces objets. Il a été montré que ces galaxies ont en moyenne une métallicité égale à la moitié de celle des galaxies actuelles, ce qui laisse penser que ces galaxies pourraient être les progéniteurs des galaxies spirales massives, mais sur des temps de formation inférieurs à l’âge de l’univers. L’utilisation combinée de

8. Infrared Space Observatory

9. Very Large Array

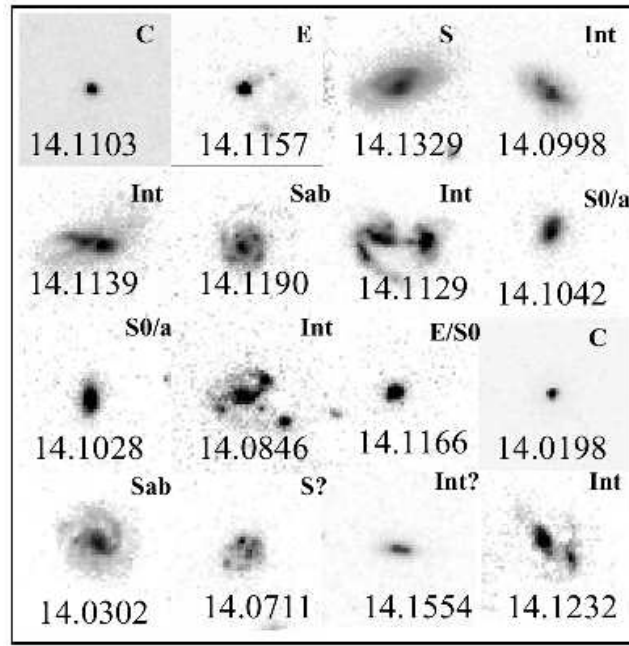


FIG. 3.24 – Exemple de 16 galaxies détectées par ISO et imagées par le HST. D'après Flores et al. (1999).

données multi-longueurs d'onde (visible, infrarouge proche et lointain, radio) a également permis de contraindre le taux de formation stellaire, notamment grâce à une bonne connaissance de l'extinction. Ainsi certaines galaxies étudiées par Flores et al. (2004a) ont des taux de formation stellaire pouvant aller jusqu'à $SFR \geq 200 M_{\odot}/\text{an}$.

Le travail présenté dans cette partie a constitué en l'analyse morphologique de 36 LIRGs situées à $0.4 < z < 1.2$ appartenant au CFRS. En l'occurrence ce sont 17 champs situés dans le champ à 3 heures (0300+00) et le champ à 14 heures (1415+52) qui ont été imagés par le HST à l'aide de la WFPC-2, et dans plusieurs filtres (le filtre B_{450W} ou le filtre V_{606W} , et le filtre I_{814W}). J'ai réalisé l'analyse morphologique de toutes les galaxies appartenant au CFRS dans 10 de ces champs. Nous avons uniquement étudié les objets imagés par les détecteurs grand champ (WF2, WF3, WF4) de la WFPC-2. Considérant cela, ce sont au total 60 images grand champ (10 champs \times 3 détecteurs \times 2 filtres) qui ont été analysées. La partie la plus difficile a consisté à ajuster au mieux les paramètres de SExtractor comme expliqué au paragraphe 3.2.2. Les 7 autres champs ayant aussi été imagés dans le cadre du relevé profond DEEP (Simard et al. 2002), les informations morphologiques étaient disponibles en ligne sous forme électronique. Nous avons alors uniquement gardé les galaxies qui correspondaient aux LIRGs. Parallèlement à l'analyse morphologique, des cartes de couleur avec la résolution spatiale de la WFPC-2 en mode grand champ (pixel de 0.1 secondes d'arc) ont été réalisées pour chaque objet en combinant les observations dans les différentes bandes. En reliant ces deux informations (couleur et morphologie), on évite non seulement les problèmes liés à la k-correction morphologique, mais on peut aussi mettre en évidence les régions de formation stellaire dans chaque objet étudié. Ce travail a été réalisé en collaboration avec un post-doc chinois, le Dr Xianzhong Zheng, et a fait l'objet d'une publication dans la revue **Astronomy and Astrophysics** (Zheng, Hammer, Flores, Assémat, et Pelat 2004). L'article correspondant est situé en annexe, et j'invite le lecteur à sa lecture pour plus de précisions sur les positions des champs et sur les procédures de réduction et de ré-alignement des images. Je présente dans le paragraphe suivant les résultats marquants de cet article, ainsi que ceux

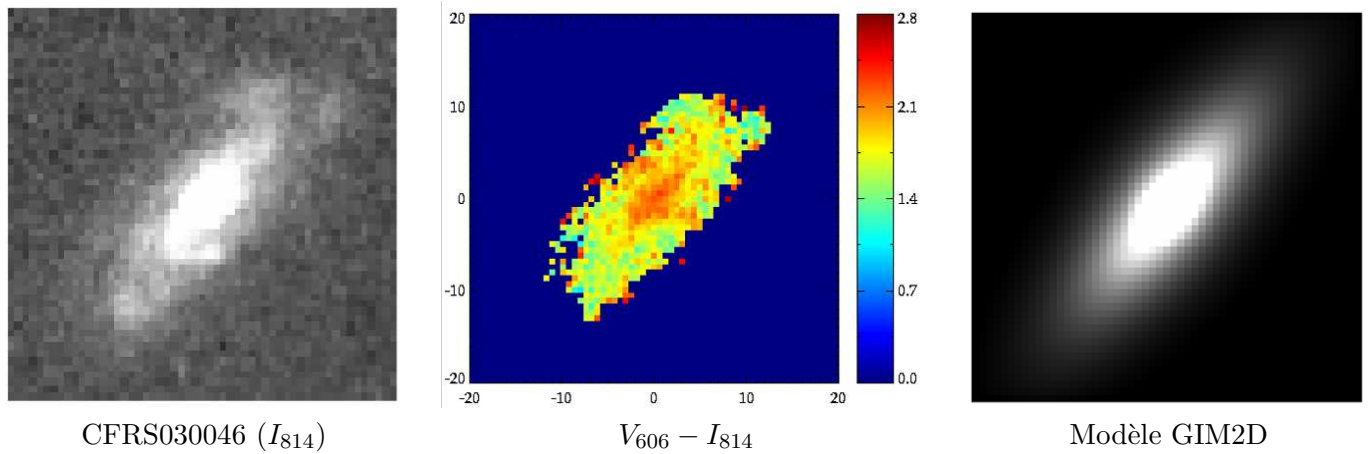


FIG. 3.25 – Image, carte de couleur $V_{606} - I_{814}$ et image modèle après décomposition bulbe-disque par GIM2D de la galaxie CFRS-030046

auxquels j'ai particulièrement contribué

3.5.2 Résultats

Les 17 champs imagés représentent environ 87 des 200 minutes d'arc carrées totales couvertes par les champs CFRS 0300+00 et 1415+52. 265 galaxies avec $I_{AB} \leq 22.5$ ont été extraites dans ces champs, dont 169 avec des décalages spectraux connus. Pour chaque galaxie, une carte de couleur $B_{450} - I_{814}$ ou $V_{606} - I_{814}$ ainsi que les informations morphologiques dans chaque bande ont été obtenues à partir de la décomposition bulbe-disque effectuée par GIM2D. Tous les paramètres du modèle étaient laissés libres, à l'exception de l'indice de Sersic n qui était fixé à 4 pour que le profil d'intensité du bulbe suive la loi de De Vaucouleurs. La procédure utilisée était la même que celle décrite au paragraphe 3.2.2. Toutefois, dans le cadre de l'extraction des objets, j'ai uniquement gardé ceux qui appartenaient au catalogue CFRS. De plus, plutôt que de calculer grâce à *Tinytim* la FEP pour chaque objet, j'ai préféré calculé une grille de FEP situées tous les 50 pixels, dans les 3 filtres et les 3 détecteurs du mode grand champ de la WFPC-2. Ces FEP étaient alors stockées sur disque, et des scripts automatiques récupéraient pour chaque objet la FEP située à la position la plus proche dans le champ.

Les observations ISOCAM avaient repéré dans ces deux champs 137 objets plus brillants que 300 μJy à 15 μm et un rapport signal sur bruit $RSB > 5$. A partir des observations HST/WFPC-2, des cartes de couleur $B_{450} - I_{814}$ ou $V_{606} - I_{814}$ ont été obtenues pour 59 de ces objets, parmi lesquels 53 avaient un décalage spectral connu, et 36 étaient situés dans l'univers lointain ($0.4 < z < 1.2$). Le lecteur pourra trouver dans la table 3 de Zheng et al. (2004) toutes les caractéristiques spectro-photométriques et morphologiques de ces galaxies.

Grâce à la combinaison des cartes de couleur et des modèles dérivés par GIM2D, il a alors été possible de quantifier précisément la morphologie de ces 36 galaxies. La figure 3.25 est un exemple de combinaison de ces deux informations. En fait, les informations provenant des cartes de couleur sont un avantage car elles permettent directement de différencier les régions à l'intérieur des galaxies, telles que la région centrale, les régions de formation stellaire ou les zones de poussière. Ces informations supplémentaires facilitent la comparaison des galaxies distantes avec celles de l'univers local appartenant à la séquence de Hubble. Ainsi, après un examen à l'oeil des cartes de couleur et des résultats donnés par GIM2D, il a été possible d'assigner à chacune des 36 galaxies un des types morphologiques suivants: E/S0 ($0.8 < B/T \leq 1$), S0 ($0.5 < B/T \leq 0.8$), Sab ($0.15 < B/T \leq 0.5$), Sbc

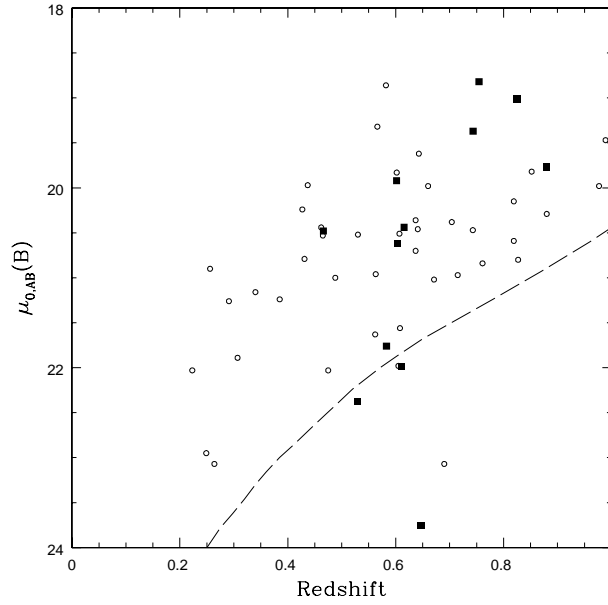


FIG. 3.26 – Evolution de la brillance de surface des disques en fonction de z . Les carrés correspondent aux LIRGs spirales de notre échantillon, les cercles aux grandes spirales de Lilly et al. (1998). La ligne en pointillé représente le critère de sélection ($I_{AB} < 22.5$) pour un disque pur avec un rayon de disque $r_d = 4h_{50}^{-1}$ kpc.

($0 < B/T \leq 0.15$) et Sd ($B/T=0$). 3 autres types morphologiques ont aussi été introduits pour classer morphologiquement ces galaxies : les compactes (notées C), les irrégulières (Irr) et les "tadpoles" (T) qui sont des galaxies compactes montrant des signes de fusion. Tous ces résultats sont également montrés dans la table 3 de Zheng et al. (2004).

L'analyse morphologique montre que 36% (13/36) des galaxies étudiées sont des galaxies spirales avec un type morphologique allant de Sab à Sd. 25% (9/36) sont des galaxies compactes, fraction en accord avec les résultats de Guzman et al. (1997) et Hammer et al. (2001). Enfin 22% (8/36) des galaxies sont classifiées comme irrégulières avec des morphologies complexes, et seulement 17% (6/36) montrent clairement des signes d'interaction et de fusion. Mais on remarque dans les galaxies classées comme spirales, compactes ou irrégulières la présence de 6 galaxies qui semblent être des systèmes en interaction, signes qu'on retrouve dans 9 autres galaxies qui présentent des signes d'interaction présente ou passée. Si on tient compte de tout cela, la fraction de galaxies reliées à des systèmes en interaction et éventuellement en fusion atteint alors 58% (21/36).

La masse des galaxies peut être estimée à partir de leur luminosité en bande K (Hammer et al. 2001). Cette méthode a ainsi montré que ces 36 galaxies ont des masses comprises entre $1.4 \times 10^{11} M_{\odot}$ et $2.9 \times 10^{11} M_{\odot}$, à comparer avec les $1.8 \times 10^{11} M_{\odot}$ de notre galaxie. Les LIRGs sont donc des galaxies très massives. La luminosité en bande K permettant aussi d'estimer le taux de formation stellaire, ces galaxies montrent des épisodes violents de formation d'étoiles, avec des taux allant jusqu'à $\approx 100 M_{\odot}$, ce qui est en accord avec les résultats vus précédemment.

Les modèles donnés par GIM2D ont montré que 36% de ces galaxies sont des spirales, avec des rayons de disque $r_d \geq 2.9$ kpc (pour $H_0 = 70$ km/s/Mpc), ce qui correspond à 4 kpc lorsque $H_0 = 50$ km/s/Mpc. Lilly et al. (1998) avaient aussi étudié un échantillon complet de grandes galaxies spirales ($r_d \geq 4h_{50}^{-1}$ kpc) dans le CFRS, et avaient notamment étudié l'évolution de la brillance de

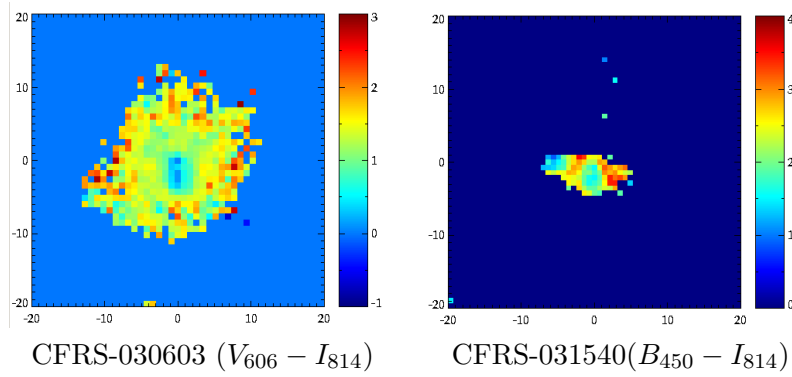


FIG. 3.27 – Cartes de couleur des galaxies *CFRS-030603* et *CFRS-031540*. Les coeurs de ces galaxies font apparaître des régions bleues.

surface du disque $\mu_{0,AB}(B)$ avec z . Les paramètres dérivés par GIM2D ont aussi permis de mener cette étude sur notre échantillon de LIRGs. En effet, connaissant le flux total, le rapport B/T et le rayon de disque r_d , il est possible de déterminer la brillance de surface du disque. Ces valeurs provenant d’observations dans le filtre I_{814} , des corrections (détaillées dans Lilly et al. (1998)) ont du être faites afin de ramener la valeur observée à la brillance de surface au repos en bande B. La figure 3.26 montre cette évolution, et on peut y voir que pour 8 galaxies nos valeurs sont en accord avec celles trouvées par Lilly et al. (1998) pour les galaxies situées au même z . Ceci confirme que les spirales de type LIRGs appartiennent à la population des grandes spirales. De même, 6 des 19 galaxies spirales étudiées par Lilly et al. (1998) appartenant au CFRS et situées à $0.5 < z < 1.5$ ont également été détectées par ISOCAM, avec des luminosités dans l’infrarouge comprises entre 1.6 et $12 \times 10^{11} L_{\odot}$, et une valeur médiane de $5.3 \times 10^{11} L_{\odot}$. 5 de ces galaxies sont comprises dans notre échantillon. Dans notre classification morphologique, 3 de ces galaxies sont des spirales, une (*CFRS 03.1540*) est une compacte, et une (*CFRS 14.1139*) est un système de galaxies en cours de fusion. Lilly et al. (1998) trouvaient un taux de formation stellaire moyen de $\approx 8 M_{\odot}/\text{an}$ dans leur échantillon de grandes galaxies spirales, valeur dérivée à partir de la luminosité UV. D’après nos résultats, cette valeur devrait être fortement revue à la hausse, dans la mesure où la luminosité infrarouge, qui elle n’est pas sensible à l’extinction, donne un taux de formation stellaire moyen à $z \approx 0.75$ de $\approx 40 M_{\odot}/\text{an}$, valeur 6 fois plus importante que celle de Lilly et al. (1998).

Dans la mesure où les LIRGs étaient plus fréquentes à $z > 0.4$ qu’aujourd’hui, nos résultats laissent donc penser qu’une part importante des galaxies massives ont continué à former leurs étoiles depuis $z < 1$. Ces résultats ne contredisent pas forcément ceux de Lilly et al. (1998), qui trouvaient que la densité de grandes spirales était la même à $z = 0.75$ qu’aujourd’hui. En effet, nous avons vu qu’un tiers des galaxies de leur échantillon était également constitué de galaxies lumineuses dans l’infrarouge.

Certaines des LIRGs sont des galaxies compactes lumineuses, galaxies étudiées au paragraphe précédent et pour lesquelles nous avons vu qu’il est difficile de connaître leur morphologie. Nous allons cependant voir dans le paragraphe suivant comment la combinaison des informations sur la morphologie et la couleur de ces objets nous ont donné quelques indices supplémentaires sur leur nature.

3.5.3 Couleur centrale et concentration

Nous avons vu au paragraphe 3.1.2, notamment sur la figure 3.5, qu’il existe des cas de galaxies lointaines dont les bulbes ont une couleur centrale plus bleue que celles des galaxies elliptiques de l’univers local. Ceci est aussi visible sur la figure 3.27, qui montre les cartes de couleur de deux ga-

laxies compactes. On peut voir que leurs régions centrales sont beaucoup plus bleues que les régions externes. Ces régions centrales ont une taille semblable à celle des bulbes et une couleur comparable à celle des régions de formation stellaire. Ceci n'est pas le cas dans les galaxies locales pour lesquelles on observe que le bulbe est systématiquement plus rouge que le disque. Dès lors on peut penser que la présence de telles structures correspondrait à des bulbes en formation (Hammer et al. 2001), et que le disque viendrait ensuite se former plus tard par diffusion du gaz à l'extérieur du bulbe. On attend donc une corrélation entre la couleur dans la région centrale de ces galaxies et leur compacité.

Pour chaque galaxie de notre échantillon, nous avons défini une ouverture circulaire d'un rayon de 1 kpc (correspondant à 5 pixels pour un objet situé à $z = 1$) centrée sur le pic de brillance des images I_{814} . Nous avons utilisé cette ouverture pour intégrer la couleur. Nous avons ensuite converti la couleur intégrée $V_{606} - I_{814}$ ou $B_{450} - I_{814}$ à celle qui correspondrait si l'objet était situé à $z = 0.7434$. En effet, pour un tel décalage spectral, la longueur d'onde centrale des filtres I_{814} et V_{606} correspond au repos à celle des bandes B et U.

Pour mesurer la compacité, nous avons utilisé la valeur de la concentration $C(\alpha)$ donnée par GIM2D sur les images prises dans le filtre I_{814} . J'ai parlé plusieurs fois de ce paramètre, notamment au paragraphe 3.2.1. Sa définition précise est (Abraham et al. 1994) :

$$C(\alpha) = \frac{\sum_{(i,j) \in E(\alpha)} I_{ij}}{\sum_{(i,j) \in E_{ISO}} I_{ij}} \quad (3.2)$$

où E_{ISO} est l'ellipse de demi grand-axe r_{ISO} dont l'isophote extérieure est supérieure à 2σ du fond, $E(\alpha)$ est l'ellipse de demi grand-axe αr_{ISO} , et I_{ij} est la valeur de l'image au pixel de coordonnées (i,j) . GIM2D donne les valeurs de $C(\alpha)$ pour $\alpha = 0.1, 0.2, 0.3$ et 0.4 . En l'occurrence nous nous sommes intéressés à $C(\alpha = 0.1)$, correspondant à la région la plus intérieure.

Afin de pouvoir comparer les propriétés de ces galaxies avec celles de l'univers local, nous avons utilisé GIM2D pour réaliser l'analyse morphologique de galaxies du catalogue de Frei¹⁰ (Frei et al. 1996). Ce catalogue comprend 113 images de galaxies proches observées dans plusieurs bandes. GIM2D a été utilisé sur 62 de ces galaxies imagées soit dans le filtre g (centré autour de $\lambda = 5000\text{\AA}$) avec le télescope de 1.5m de l'observatoire du Mont Palomar, soit dans le filtre B_J (centré autour de $\lambda = 4500\text{\AA}$) avec le télescope de 1.1m de l'observatoire Lowell. Ces deux bandes correspondent quasiment à la bande I_{814} au repos pour un objet situé à $z = 0.7434$. Ces résultats sont montrés sur la table 3.9.

NGC	Observatoire	Filtre	Type Morphologique (Frei et al. 1996)	$C(\alpha = 0.1)$
2541	Palomar	g	Scd	0.172
2683	Lowell	B_J	Sb	0.202
2715	Lowell	B_J	Sbc	0.150
2768	Lowell	B_J	E	0.322
2775	Lowell	B_J	Sab	0.364
2903	Palomar	g	Sbc	0.296
2976	Lowell	B_J	Sbc	0.128
2985	Lowell	B_J	Sab	0.391
3031	Palomar	g	Sab	0.256
3077	Lowell	B_J	Irr	0.279
3079	Lowell	B_J	Sbc	0.143
3147	Lowell	B_J	Sbc	0.361

10. Consultable en ligne sur le site web <http://www.astro.princeton.edu/frei/catalog.htm>

NGC	Observatoire	Filtre	Type Morphologique (Frei et al. 1996)	$C(\alpha = 0.1)$
3166	Lowell	B_J	S0a	0.452
3184	Lowell	B_J	Scd	0.138
3198	Palomar	g	Sbc	0.191
3344	Lowell	B_J	Sbc	0.332
3351	Lowell	B_J	Sb	0.424
3368	Lowell	B_J	Sab	0.311
3377	Lowell	B_J	E	0.446
3379	Lowell	B_J	E	0.454
3486	Lowell	B_J	Sbc	0.255
3596	Lowell	B_J	Sbc	0.257
3623	Lowell	B_J	Sa	0.245
3631	Lowell	B_J	Sbc	0.387
3672	Lowell	B_J	Sbc	0.167
3675	Lowell	B_J	Sb	0.319
3810	Lowell	B_J	Sbc	0.225
3893	Lowell	B_J	Sbc	0.246
4030	Lowell	B_J	Sbc	0.281
4125	Lowell	B_J	E	0.359
4157	Lowell	B_J	Sbc	0.254
4216	Palomar	g	Sb	0.345
4365	Lowell	B_J	E	0.373
4374	Lowell	B_J	E	0.383
4406	Lowell	B_J	E	0.347
4414	Palomar	g	Sbc	0.300
4429	Lowell	B_J	S0	0.289
4442	Lowell	B_J	S0	0.459
4472	Lowell	B_J	E	0.323
4477	Lowell	B_J	S0	0.426
4486	Lowell	B_J	E	0.278
4501	Palomar	g	Sb	0.282
4526	Lowell	B_J	S0	0.332
4527	Palomar	g	Sbc	0.292
4564	Lowell	B_J	E	0.493
4569	Palomar	g	Sab	0.288
4621	Lowell	B_J	E	0.417
4636	Lowell	B_J	E	0.330
4689	Palomar	g	Sbc	0.229
5005	Lowell	B_J	Sbc	0.343
5055	Palomar	g	Sbc	0.190
5248	Lowell	B_J	Sbc	0.379
5322	Lowell	B_J	E	0.431
5334	Lowell	B_J	Sbc	0.174
5364	Lowell	B_J	Sbc	0.196
5371	Lowell	B_J	Sbc	0.348
5746	Lowell	B_J	Sb	0.235
5813	Lowell	B_J	E	0.393
5985	Lowell	B_J	Sb	0.267

NGC	Observatoire	Filtre	Type Morphologique (Frei et al. 1996)	$C(\alpha = 0.1)$
6015	Lowell	B_J	Scd	0.176
6118	Lowell	B_J	Scd	0.211
6503	Lowell	B_J	Scd	0.149

TAB. 3.9 – Paramètre de concentration $C(\alpha = 0.1)$ pour 62 galaxies du catalogue de Frei après analyse par GIM2D.

La couleur centrale des galaxies locales a été supposée comme étant celles des galaxies elliptiques (pour les E et les S0), ou celle des bulbes pour les galaxies de type Sab à Sbc. Cette couleur a ensuite été transformée dans le système $(B_{4596} - U_{3440})$ (voir Zheng et al. pour plus d’informations sur cette transformation), pour calculer ensuite la couleur qu’auraient ces galaxies si elles étaient situées à $z = 0.7434$. Ces valeurs sont indiquées sur la figure 3.28, qui montre également $C(\alpha = 0.1)$ obtenu sur les images des LIRGs dans le filtre I_{814} , en fonction de la couleur centrale $(B_{4596} - U_{3440})_{z=0.7434}$ qu’auraient les LIRGs si elles étaient toutes situées à $z = 0.7434$. Cette figure fait clairement apparaître que les LIRGs sont distribués selon une séquence allant de galaxies avec des couleurs centrales bleues et des morphologies compactes, jusqu’à des galaxies plus étalées et plus rouges, avec des couleurs et des concentrations proches de celles des galaxies locales.

Cette séquence, qui montre d’un côté les galaxies compactes, et de l’autre côté des galaxies plus étendues, peut également servir de base à un scénario de formation d’une partie des spirales de l’univers local. Le bulbe se forme d’abord et domine la structure de la galaxie, qui montre alors une morphologie compacte et un coeur bleu, correspondant aux points en bas à gauche de la figure 3.28. Le disque vient se former plus tard autour du bulbe, et on observe alors une distribution de lumière moins compacte et plus rouge, ce qui correspond aux galaxies proches et qu’on observe sur les points en haut à gauche de la figure 3.28.

La figure 10 de Zheng et al. (2004) rassemble les cartes de couleur de toutes les galaxies de notre échantillon. Celles des galaxies spirales montrent clairement que la formation stellaire a lieu dans tout le disque. A partir d’une analyse des populations stellaires des LIRGs, Franceschini et al. (2003) ont proposé que la formation stellaire dans ces galaxies ait eu lieu au cours de plusieurs épisodes de formation stellaire. Or la séquence montrée sur la figure 3.28 montre que des épisodes intenses de formation stellaire peuvent arriver chez des galaxies avec une morphologie très variable. Dès lors on peut penser que les grandes spirales actuelles ont pu passer par une phase compacte avant d’arriver à leur morphologie actuelle. Les résultats de Liang et al. (2004) vont aussi dans ce sens, dans la mesure où leurs valeurs de métallicité mesurées sur les LIRGs sont en moyenne égales à la moitié de celle des galaxies actuelles. Leur interprétation est que les LIRGs ont pu former environ la moitié de leurs étoiles et de leurs métaux depuis $z \approx 1$, et qu’elles ont pu ensuite évoluer jusqu’à devenir les grandes galaxies massives observées dans l’univers local.

3.5.4 Conclusion

Je me suis intéressé dans cette étude à la morphologie de 36 galaxies lumineuses dans l’infrarouge ($L_{IR} \geq 10^{11} L_{\odot}$) et à très forte formation stellaire ($SFR \approx 100 M_{\odot}/\text{an}$). Ces galaxies sont situées à $0.4 < z < 1.2$. GIM2D a été utilisé pour effectuer la décomposition bulbe-disque de ces galaxies. En complément, des cartes de couleur de ces objets ont été réalisées. La combinaison de ces deux informations a permis de mieux comprendre la nature de ces objets. Nous avons ainsi trouvé que 36% de ces galaxies sont des galaxies spirales, 25% sont des galaxies compactes, et 22% sont des galaxies

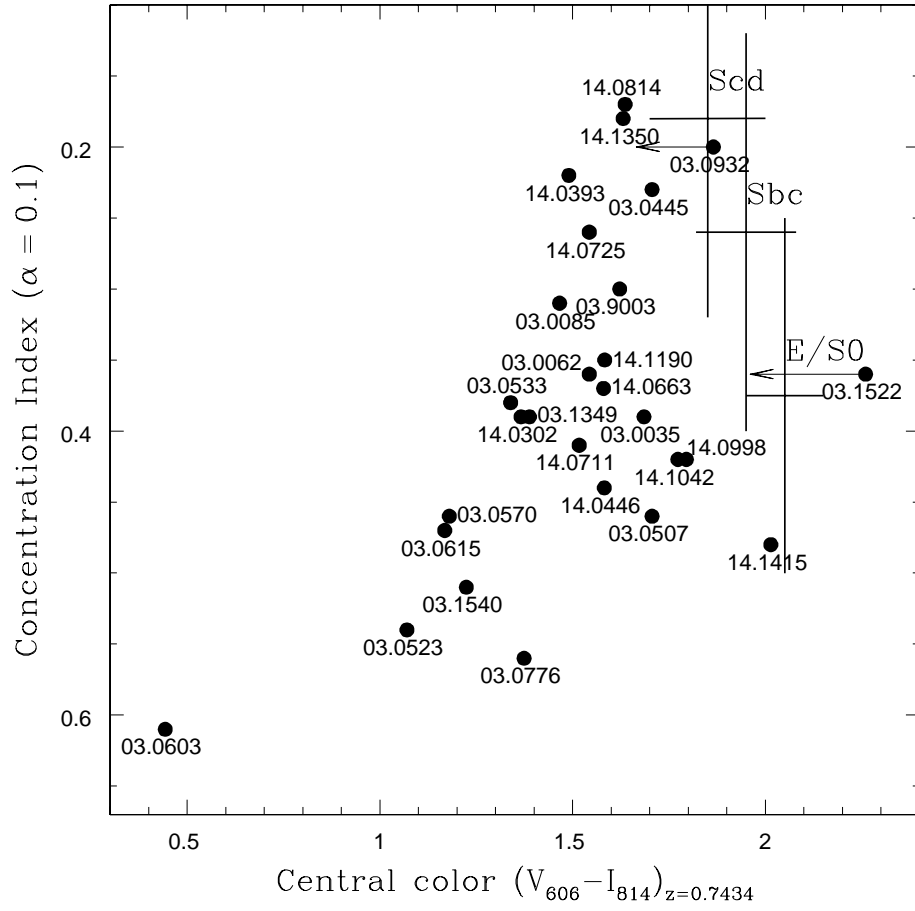


FIG. 3.28 – Indice de concentration $C(\alpha = 0.1)$ en fonction de la couleur centrale $(V_{606} - I_{814})_{z=0.7434}$ qu'auraient ces objets s'ils étaient tous situés à $z = 0.7434$. Les croix correspondent aux valeurs obtenues sur l'échantillon de galaxies proches de Frei et al. (1996), les points aux LIRGs. L'identifiant CFRS est indiqué pour ces dernières.

irrégulières. Seulement 17% de ces galaxies montrent des signes de fusion révélés par une morphologie fortement déformée. Mais cette fraction pourrait s'élever à 58% si toutes les galaxies susceptibles de connaître ou d'avoir connu de tels épisodes étaient incluses.

La masse de ces galaxies, estimée à partir de leur luminosité en bande K, montre que ces galaxies sont très massives, avec une masse moyenne de $2.1 \times 10^{11} M_{\odot}$. Dans le cas des LIRGs avec une morphologie spirale, ces dernières font partie des grandes galaxies spirales classifiées comme telles à partir de la taille de leur rayon de disque r_d . Beaucoup d'études telles que celles de Lilly et al. (1998) montraient que ces galaxies spirales ne semblaient pas avoir beaucoup évolué depuis $z \approx 1$. Mais ces études étaient surtout basées sur des estimations du taux de formation stellaire à partir de la luminosité UV. Nos résultats modifient fortement cette hypothèse, dans la mesure où environ un tiers de l'échantillon de galaxies de Lilly et al. (1998) sont en fait des LIRGs avec des taux de formation stellaire fortement supérieurs à ceux qu'ils avaient trouvés.

Les LIRGs forment aussi une séquence quand on les porte dans un diagramme concentration-couleur. Cette séquence montre à une extrémité des galaxies compactes avec un coeur bleu, et à l'autre des galaxies étendues avec des propriétés quasi-semblables à celles des galaxies que l'on retrouve dans l'univers local. Comme nous l'avons vu précédemment, la nature exacte des galaxies compactes est encore mal connue, mais nos résultats vont dans le sens de l'hypothèse de bulbes en formation proposée par Hammer et al. (2001). Cette séquence suggère donc que ces galaxies pourraient évoluer vers les grandes galaxies spirales de l'univers local.

Enfin, la méthode que nous avons choisie (combinaison de la couleur et de la morphologie, utilisation de la spectroscopie, données infrarouges) a montré son efficacité pour préciser l'interprétation de nos données, notamment pour certains objets pour lesquels les interprétations précédentes se sont révélées erronées. Etant donné sa robustesse, on peut supposer que cette méthode devrait à l'avenir se généraliser pour améliorer les prochaines études extragalactiques.

Il faut noter que l'utilisation de ces cartes de couleur permet de mettre en évidence différentes régions dans les galaxies lointaines telles que les zones de formation stellaire. Par contre, elles ne permettent pas d'avoir accès à la dynamique interne de ces objets, information nécessaire pour connaître les transferts de masse et de gaz qui y ont lieu et ainsi comprendre les mécanismes de formation des étoiles dans ces galaxies.

Cette étude a montré comment il était nécessaire d'avoir une bonne estimation du taux de formation stellaire pour pouvoir comprendre l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$. Nous avons vu que l'utilisation de la luminosité UV pouvait amener à des valeurs erronées du SFR, notamment en présence de poussières qui provoquent de l'extinction. La prochaine section est une étude montrant la nécessité d'une bonne résolution spectrale pour pouvoir estimer l'extinction.

3.6 La nécessité d'une bonne résolution spectrale

3.6.1 Introduction

Je présente dans cette partie les résultats obtenus sur un échantillon de galaxies du CFRS. En l'occurrence nous nous sommes intéressés aux galaxies situées à $z \leq 0.3$. Les spectres CFRS ($R = 150$) de 138 d'entre elles ont montré pour certaines la présence des raies $H\alpha$ et $H\beta$, dont 117 pour lesquelles la raie $H\alpha$ était en émission. Parmi ces dernières, la moitié (57/117) des galaxies ne présentaient pas de raies $H\beta$ en émission, et les raies $[OII]\lambda 3727$ et $[OIII]\lambda 5007$ étaient rarement détectées. 53 autres galaxies montraient au contraire des raies $H\beta$ en émission, et les 7 dernières avaient des spectres de qualité insuffisante qui n'ont pas servi dans cette étude.

Le fait que la moitié de ces galaxies présente uniquement de l'émission $H\alpha$ est très intrigant. Plusieurs causes peuvent être invoquées : une forte extinction, une résolution spectrale insuffisante, ou

CFRSID	z	I_{AB}	SPE	IMA
03.0364	0.2511	19.05	CFHT	HST
03.0365	0.2183	19.19	CFHT	HST
03.0578	0.2192	20.79	VLT600	HST
03.0641	0.2613	20.03	VLT600	CFHT
03.0711	0.2615	21.04	VLT600	HST
03.1014	0.1961	18.42	CFHT	HST
22.0717	0.2791	19.60	VLT300	CFHT
03.0003	0.2187	22.49	CFHT	CFHT
03.0149	0.2510	20.74	VLT600	HST
03.0160	0.2184	21.83	CFHT	CFHT
03.1299	0.1752	18.59	CFHT	HST
03.1311	0.1755	19.56	CFHT	HST
14.1103	0.2080	22.33	CFHT	CFHT
14.1117	0.1919	20.79	CFHT	CFHT
22.0474	0.2801	21.74	VLT300	CFHT
22.1084	0.2930	20.29	CFHT	CFHT

TAB. 3.10 – *Informations sur notre échantillon de galaxies. Les galaxies du haut sont les galaxies avec seulement la raie $H\alpha$ en émission, celles du bas sont les galaxies “normales”. “SPE” signifie “spectroscopie” et “IMA” “imagerie”*

bien des galaxies avec des mécanismes physiques vraiment très particuliers. Nous avons donc étudié un sous-échantillon de 16 de ces 138 galaxies. 7 d’entre elles montraient uniquement des raies $H\alpha$ en émission, tandis que les 9 autres avaient également des raies $H\beta$ en émission. Mon travail dans cette étude a consisté à utiliser GIM2D pour déterminer les paramètres morphologiques de ces 16 galaxies, qui ont aussi fait l’objet d’observations spectroscopiques supplémentaires effectuées soit avec le VLT équipé de l’instrument FORS¹¹ (résolution spectrale de 5\AA ou 12\AA), soit avec le télescope CFH équipé du spectrographe MOS¹² (résolution spectrale de 12\AA).

Ce travail a surtout été mené en collaboration avec une post-doc chinoise, la Dr Yanchun Liang, et les résultats obtenus ont fait l’objet d’une publication dans la revue **Astronomy and Astrophysics**. Cet article (Liang, Hammer, Flores, Gruel, et Assémat 2004) est situé en annexe, et je vais maintenant en présenter les principaux résultats, en particulier ceux auxquels j’ai directement contribué.

3.6.2 Résultats

Les caractéristiques (magnitude I_{AB} et décalage spectral z) des 16 galaxies que nous avons étudiées sont indiquées sur la table 3.10. En particulier les colonnes “SPE” et “IMA” indiquent avec quels instruments nous avons obtenu les images et les spectres.

Les figures 3.29 (a), (b) montrent les spectres au repos de la galaxie CFRS 03.0711 obtenus avec VLT/FORS ($R = 5\text{\AA}$), et les figures 3.29 (c), (d) les spectres CFRS correspondants ($R = 12\text{\AA}$). On y voit clairement qu’une faible résolution spectrale aura pour effet de “diluer” les raies en émission, voire de les faire disparaître, ce qui est particulièrement bien visible pour la raie $H\beta$. A l’opposé, une haute résolution spectrale permettra de séparer les raies $[NII] \lambda\lambda 6548, 6583$ de la raie $H\alpha$. Ces spectres à haute résolution ont alors été utilisés pour mesurer l’extinction A_V de ces galaxies, dont la distribution

11. FOcal Reducer/low dispersion Spectrograph

12. Multi-Object imaging Spectrograph

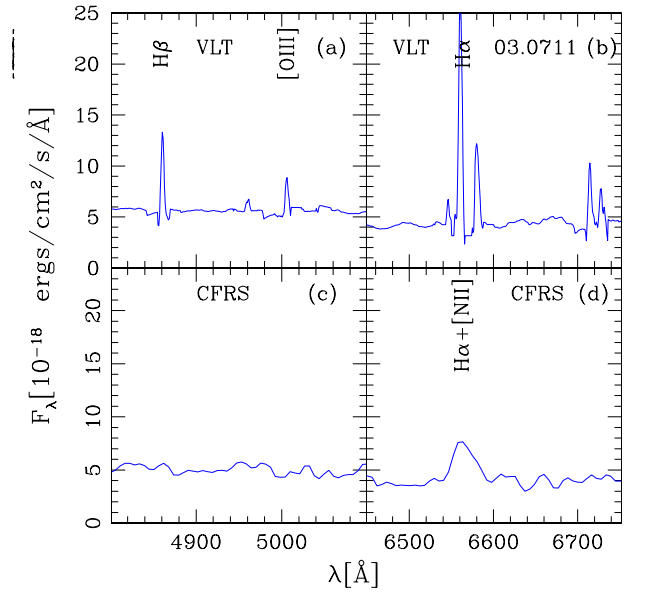


FIG. 3.29 – (a), (b) Spectres au repos de la galaxie CFRS 03.0711 obtenus avec le VLT; (c), (d) les spectres CFRS correspondants

est montrée sur la figure 3.30. J’invite le lecteur à consulter l’article Liang et al. (2004) pour plus de détails sur les mesures.

Nous avons utilisé GIM2D pour mesurer le type morphologique ainsi que l’inclinaison de ces 16 galaxies, en suivant toujours les mêmes étapes que celles indiquées au paragraphe 3.2.2. Nos images HST ayant été obtenues avec la WFPC-2 en bande I_{814} , nous avons utilisé *Tinytim* pour modéliser la FEP. Dans le cas des images CFH (bande I), la FEP utilisée était l’étoile naturelle située la plus près de la galaxie étudiée dans l’image grand champ. Ces résultats sont affichés sur la table 3.11, qui montre que les galaxies montrant seulement une émission $H\alpha$ sont des galaxies spirales ($B/T < 0.5$).

Il est connu qu’une inclinaison élevée aura pour conséquence d’augmenter l’extinction (Giovanelli et al. 1995). La figure 3.31 est une bonne démonstration de cet effet, puisqu’on y voit que les galaxies dont l’inclinaison est inférieure à 45 degrés possèdent une extinction médiane $A_V = 0.6$, à comparer avec une extinction $A_V = 2.2$ pour les galaxies vues par la tranche. Les mesures données par GIM2D montrent que la majorité des galaxies à émission unique en $H\alpha$ ont justement une inclinaison supérieure à 45 degrés.

Dans la mesure où l’extinction est connue, et que la luminosité $L(H\alpha)$ en a été corrigée, le taux de formation stellaire peut alors être estimé (voir le paragraphe 2.2.2). La figure 3.32 montre une comparaison entre les taux de formation stellaire obtenus à partir des spectres CFRS selon la méthode de Tresse et Maddox (1998), et ceux obtenus à partir des spectres de meilleure qualité provenant du VLT et du CFHT. Les taux de formation stellaire calculés à partir de ces derniers pour les 7 galaxies $H\alpha$ ont des valeurs allant de $0.5M_\odot/\text{an}$ (taux de formation stellaire de la Voie Lactée) à $40M_\odot/\text{an}$ (galaxies à très forte formation stellaire). Pour ces dernières galaxies, les taux de formation stellaire calculés étaient donc sous-estimés, en raison d’une extinction mal déterminée du fait de l’absence de raie $H\beta$. A l’opposé, dans le cas des galaxies dites “normales”, le taux de formation stellaire avait tendance à être sur-estimé, cette fois-ci parce que la valeur d’extinction mesurée était sur-estimée du fait de la faible résolution spectrale qui a pour effet de “mélanger” le flux provenant de plusieurs raies.

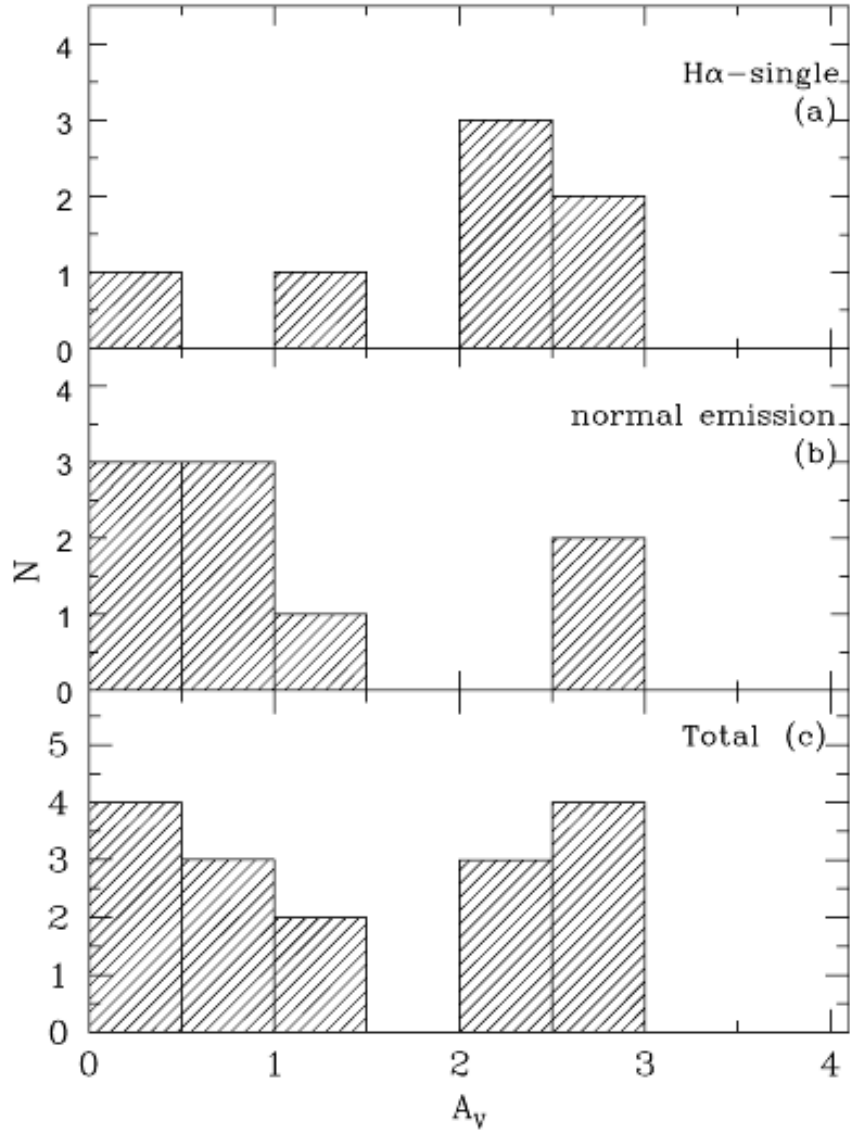
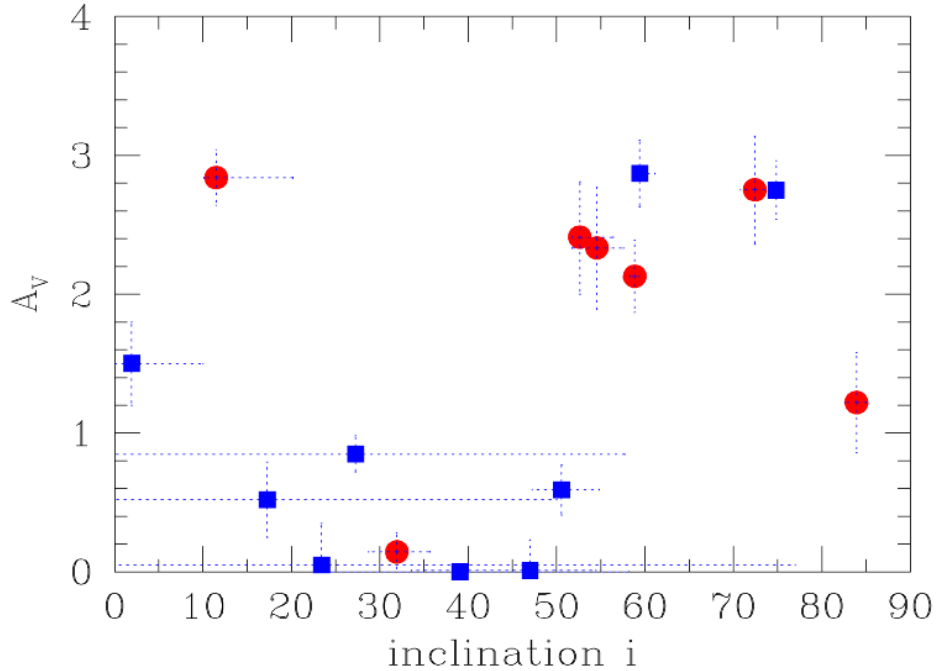


FIG. 3.30 – Distribution de l'extinction A_V dans notre échantillon de galaxies. (a) : les 7 galaxies avec seulement une émission $H\alpha$; (b) : les 9 galaxies “normales” ; (c) : l'échantillon complet.

CFRSID	A_V	B/T	Inclinaison (degrés)
03.0364	2.84 ± 0.21	$0.025^{+0.002}_{-0.002}$	11^{+8}_{-1}
03.0365	2.13 ± 0.26	$0.010^{+0.024}_{-0.010}$	59^{+1}_{-1}
03.0578	2.33 ± 0.44	$0.214^{+0.047}_{-0.054}$	55^{+4}_{-3}
03.0641	1.22 ± 0.36	$0.007^{+0.037}_{-0.007}$	84^{+1}_{-1}
03.0711	0.14 ± 0.14	$0.003^{+0.013}_{-0.003}$	32^{+4}_{-3}
03.1014	2.41 ± 0.41	$0.021^{+0.157}_{-0.003}$	53^{+4}_{-1}
22.0717	2.75 ± 0.39	$0.095^{+0.089}_{-0.095}$	72^{+2}_{-2}
03.0003	0.52 ± 0.27	$0.868^{+0.132}_{-0.434}$	17^{+33}_{-17}
03.0149	0.59 ± 0.18	$0.333^{+0.150}_{-0.074}$	51^{+4}_{-3}
03.0160	$0.05^{+0.30}_{-0.05}$	$0.036^{+0.224}_{-0.036}$	23^{+54}_{-23}
03.1299	2.87 ± 0.24	$0.097^{+0.071}_{-0.007}$	59^{+2}_{-1}
03.1311	2.75 ± 0.21	$0.038^{+0.015}_{-0.013}$	75^{+1}_{-1}
14.1103	$0.00^{+0.02}_{-0.00}$	$0.817^{+0.183}_{-0.817}$	39^{+19}_{-13}
14.1117	$0.01^{+0.22}_{-0.01}$	$0.147^{+0.164}_{-0.147}$	47^{+7}_{-13}
22.0474	0.85 ± 0.13	$0.898^{+0.020}_{-0.030}$	27^{+4}_{-3}
22.1084	1.49 ± 0.32	$0.000^{+0.054}_{-0.000}$	2^{+8}_{-2}

TAB. 3.11 – Paramètres morphologiques et extinction de l'échantillon de galaxies

FIG. 3.31 – Relation entre l'inclinaison i (en degrés) mesurée par GIM2D et l'extinction A_V . Les cercles correspondent aux galaxies émettant seulement la raie $H\alpha$, les carrés aux galaxies "normales".

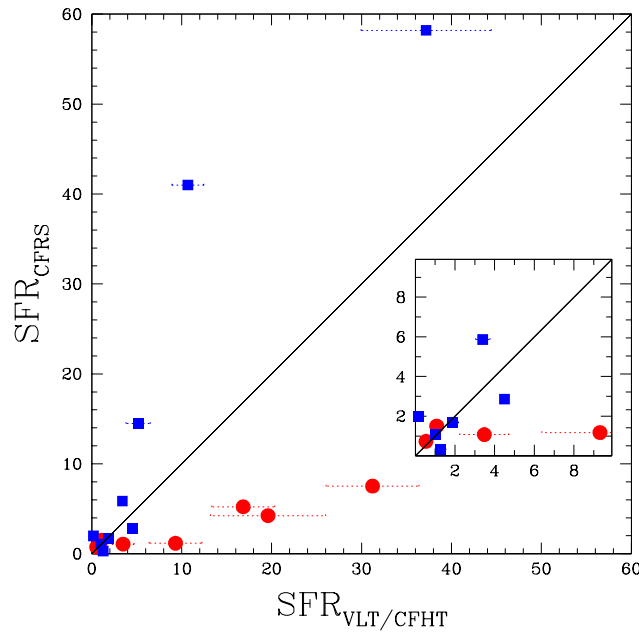


FIG. 3.32 – Comparaison entre les taux de formation stellaire de l'échantillon de galaxies obtenus à partir des spectres CFRS basse résolution (SFR_{CFRS}) et les taux de formation stellaire obtenus à partir des spectres de meilleure qualité ($SFR_{VLT/CFHT}$). La figure en bas à droite est un agrandissement autour de l'origine. Les symboles sont les mêmes que ceux de la figure 3.31

Ces résultats montrent donc qu'il est indispensable d'utiliser une bonne résolution spectrale ($R \geq 600$) pour vouloir mesurer le taux de formation stellaire, ceci d'autant plus que les objets que l'on souhaite analyser sont riches en poussière. Comme on l'a vu dans ce chapitre, beaucoup de galaxies lointaines ont en effet cette caractéristique, ce qui fait que ces résultats ont aussi une conséquence directe sur la connaissance de l'évolution de la densité de formation stellaire. On retrouvait la même conclusion à la fin de la partie précédente sur l'analyse des LIRGs.

3.6.3 Conclusion

Nous avons étudié dans cette partie un échantillon de 16 galaxies appartenant au CFRS et situées à $z \leq 0.3$. Les spectres CFRS à basse résolution ($R = 150$) de 7 de ces 16 galaxies avaient une particularité: ils montraient une importante émission en $H\alpha$ mais aucune en $H\beta$ et des émissions $[OII]\lambda 3727$ et $[OIII]\lambda 5007$ très faibles. Les 9 autres galaxies avaient elles des propriétés "normales".

Ces mêmes objets ont été ré-observés au CFHT et au VLT. Les spectres obtenus avaient une meilleure résolution spectrale ($R > 600$) et un meilleur rapport signal sur bruit. Ils ont en fait montré qu'une résolution spectrale insuffisante était responsable des résultats précédents obtenus à partir des spectres CFRS, en particulier sur le taux de formation stellaire et l'évolution de la densité de formation stellaire. Les observations à meilleure résolution spectrale ont en effet montré que dans les 7 galaxies en question, les raies $H\beta$, $[OII]\lambda 3727$ et $[OIII]\lambda 5007$ étaient bien présentes en émission. Les mesures sur ces 7 galaxies ont par contre montré qu'il y avait une forte extinction, obligeant à ré-évaluer les taux de formation stellaire précédemment obtenus.

Les images CFHT et HST de ces galaxies m'ont servi à déterminer leurs paramètres morphologiques à l'aide de GIM2D, en particulier leur rapport B/T ainsi que leur inclinaison i . Ceci a montré que les 7 galaxies à émission unique en $H\alpha$ sont des galaxies spirales de type Sab à Sc. Ces galaxies

montraient pour la plupart des fortes inclinaisons ($i \geq 50^\circ$). L’extinction augmentant avec l’inclinaison, ces résultats confirment les valeurs d’extinction obtenues sur ces objets.

Cette étude montre donc que dans le cas des études sur les galaxies lointaines, les résultats obtenus avec une basse résolution spectrale doivent être interprétés avec prudence. En particulier tous les résultats directement liés aux caractéristiques physiques de ces objets tels que l’extinction, les populations stellaires, ou le taux de formation stellaire. Elle permet aussi de donner une première spécification sur les spectrographes de future génération dont un des objectifs serait d’étudier la physique des galaxies lointaines. Ces instruments devront obligatoirement avoir une résolution spectrale $R \geq 600$. L’étude d’un tel instrument, **FALCON**, est l’objet de la deuxième partie de cette thèse.

3.7 Conclusion et Perspectives

Nous voilà arrivés à la fin de la première partie de cette thèse, dont l’objet était l’étude de l’évolution des galaxies depuis $z \approx 1$, c’est à dire depuis une époque où l’univers avait environ la moitié de son âge actuel. Nous avons vu que la structure des galaxies a fortement changé depuis. En effet, les galaxies de l’univers local sont en majorité des galaxies spirales, qui montrent une structure très régulière, et une formation stellaire très peu active. Ces galaxies sont composées d’un coeur, le bulbe, composé d’étoiles vieilles et rouges, et d’un disque où les étoiles sont plus bleues et plus jeunes. Cette séparation entre le bulbe et le disque a été à la base de la séquence de Hubble, présentée en détails au chapitre 2 et qui permet de classifier les galaxies selon leur morphologie. Nous avons vu dans ce même chapitre que la morphologie des galaxies traduisait aussi des propriétés physiques différentes, en particulier sur leur activité de formation stellaire.

Les observations des galaxies lointaines contrastent fortement avec cette vision des galaxies de l’univers local. Les données des grands télescopes au sol, complétées par les images à haute résolution du télescope spatial, ont ainsi montré que la morphologie des galaxies lointaines commençait à dévier fortement de la séquence de Hubble dès que le décalage spectral devenait supérieur à 0.3. La plupart des galaxies lointaines sont en effet très petites, très irrégulières, et montrent très souvent des signes d’interaction et de formation stellaire élevée. Cette évolution morphologique se manifeste d’ailleurs par une évolution de la densité de formation stellaire, qui a connu un pic à $z = 1$ et qui chute depuis cette époque.

Nous avons vu que cette chute de la densité de la formation stellaire est surtout due à deux populations : les galaxies compactes lumineuses et les galaxies lumineuses dans l’infrarouge. Mes études ont surtout concerné l’analyse morphologique de ces objets. J’ai utilisé pour cela GIM2D, un logiciel automatique de décomposition bulbe-disque adapté à l’analyse de grands échantillons de galaxies, détaillé à la section 3.2.

La section 3.4 a montré les résultats de GIM2D obtenus sur les galaxies compactes lumineuses (LCGs). La nature de ces galaxies est encore aujourd’hui très mal connue. Dans un premier temps j’ai analysé un échantillon de 53 galaxies compactes appartenant au CFRS et imagées par la caméra WFPC-2 du télescope spatial Hubble (HST). Mais étant donné que ces objets sont très petits, nous avons prouvé que cette caméra avait malheureusement une résolution angulaire insuffisante pour effectuer l’analyse morphologique. Ainsi, sur notre échantillon de départ, seulement 9 galaxies (17%) ont donné des résultats acceptables, et 7 d’entre elles montrent une morphologie dominée par un bulbe d’un rayon $r_e \approx 2$ kpc, soit une taille inférieure au bulbe de la Voie Lactée.

Afin de voir si une meilleure résolution angulaire permettait d’améliorer cette situation, j’ai analysé un échantillon de 20 LCGs imagées par la caméra ACS, nouvel instrument récemment installé sur le HST et qui fournit une résolution angulaire deux fois meilleure que la WFPC-2. Sur ces 20 galaxies,

7 d'entre elles (33%) montraient des résultats acceptables. La fraction d'objets correctement analysés par l'ACS semble donc deux fois supérieure à celle correspondant aux observations WFPC-2. Toutefois, afin de quantifier plus précisément ce gain, nous avons dégradé les images ACS à la résolution WFPC-2, puis nous avons refait l'analyse morphologique dans ces conditions. Le gain apporté par la résolution angulaire de l'ACS a alors été constaté sur 3 galaxies, ce qui correspond à 15% de l'échantillon de départ. Ce gain n'est pas négligeable, mais reste malgré tout insuffisant. Il est d'ailleurs intéressant de constater que les morphologies de ces 3 galaxies étaient dominées par des disques, tandis que les résultats obtenus sur les 9 galaxies compactes du CFRS montraient des structures dominées par des bulbes.

La résolution angulaire semble donc le principal obstacle à la connaissance de la morphologie des galaxies compactes. La décomposition bulbe-disque montre dans ce cas ses limites, aussi il est indispensable d'utiliser des méthodes complémentaires afin de mieux comprendre la nature de ces objets.

Une de ces méthodes est décrite dans la section 3.5, qui montre les résultats obtenus sur 36 galaxies lumineuses dans l'infrarouge (LIRGs) appartenant au CFRS et situées entre $0.4 < z < 1.2$. Cette population est en effet une autre responsable de la chute de la formation stellaire depuis $z \approx 1$, puisque des mesures infrarouges ou spectroscopiques montrent que ces galaxies ont connu des épisodes de très forte formation stellaire (en moyenne $100 M_{\odot}/\text{an}$). Parallèlement à la décomposition bulbe-disque, nous avons utilisé dans cette étude des cartes de couleur réalisées à partir d'images de galaxies du CFRS obtenues avec la WFPC-2. Grâce à ces deux informations (couleur et décomposition bulbe-disque), la morphologie de ces galaxies a été mieux déterminée. 36% de ces galaxies sont des galaxies spirales très massives et 22% sont des galaxies irrégulières. On retrouve aussi dans cet échantillon les galaxies compactes, à hauteur de 25% de l'échantillon. Enfin 17% des galaxies de l'échantillon montrent clairement des signes de fusion, mais cette fraction pourrait s'élever à 58% si toutes les galaxies susceptibles de connaître ou d'avoir connu des signes de fusion étaient incluses.

Nos cartes de couleur ont montré que les galaxies compactes possèdent un coeur très bleu, ce que Abraham et al. (1999a) et Ellis et al. (2001) avaient aussi observé. Nous nous sommes aussi rendus compte que certaines des galaxies spirales que nous avons étudiées faisaient partie de l'échantillon de grandes galaxies étudiées par Lilly et al. (1998). Ces derniers avaient observé une évolution de la brillance de surface du disque et de la luminosité UV, révélant selon eux une chute de la formation stellaire d'environ un facteur 3 depuis $z \approx 1$. Nos résultats montrent cependant que ces galaxies spirales ont connu des taux de formation stellaire beaucoup plus importants, pouvant aller jusqu'à plus de $100 M_{\odot}/\text{an}$ (valeur dérivées des mesures infrarouges pour lesquelles l'extinction due aux poussières est moindre). Cela signifie donc que ces grandes galaxies ont continué de former une part importante de leurs étoiles depuis cette époque.

Les galaxies de cet échantillon présentent surtout une caractéristique importante lorsqu'on les porte dans un diagramme concentration/couleur (figure 3.28). Une séquence apparaît alors clairement, avec à une extrémité les galaxies compactes, qui se distinguent par une couleur centrale très bleue et une forte concentration de lumière, et à l'autre extrémité des galaxies spirales avec une structure plus étendue et une couleur centrale plus rouge (soit des propriétés proches de celles des galaxies de l'univers local).

Hammer et al. (2001) ont suggéré que les galaxies compactes pouvaient être les pro géniteurs des bulbes des galaxies spirales observées dans l'univers local. Nos résultats vont dans le sens de cette hypothèse. En effet, nous avons observé sur quelques galaxies compactes du CFRS des morphologies dominées par un bulbe, avec des structures diffuses autour. Bien que ce résultat ne soit observé que sur certaines galaxies, il conforte ce que nous avons observé sur cette séquence montrant l'évolution des galaxies compactes: le bulbe se forme d'abord et domine la structure de la galaxie, puis le disque se forme ensuite par diffusion du gaz autour du coeur, pour arriver aux propriétés des galaxies actuelles.

Il faut aussi mentionner qu'une forte proportion (58%) des galaxies lumineuses dans l'infrarouge montrent clairement des signes d'interaction passée ou présente. Ceci conforte donc le modèle de

formation de galaxies dit "hiérarchique" décrit au chapitre 1, selon lequel les grandes galaxies se forment par fusion successive des petites galaxies.

Enfin nous avons sélectionné ces galaxies car elles montraient des taux de formation stellaire élevés. Généralement ces taux sont estimés à partir de la spectroscopie, qui permet en particulier d'avoir une bonne estimation de l'extinction. Nous avons vu à la section 3.6 comment une résolution spectrale insuffisante peut conduire à de fausses conclusions sur les propriétés physico-chimiques de ces galaxies. Aussi une bonne résolution spectrale ($R \geq 600$) s'impose pour pouvoir étudier ces objets.

Arrivé à ce stade, il me paraît important d'insister sur la méthodologie que nous avons utilisée. En effet, nous nous sommes rendus compte qu'il est obligatoire de combiner les données provenant d'origines multiples pour pouvoir arriver à des conclusions fiables : l'imagerie (de préférence dans plusieurs bandes) pour pouvoir estimer la morphologie des objets étudiés à partir d'ajustements de modèles et de cartes de couleur ; la spectroscopie (à haute résolution) pour connaître non seulement le décalage spectral, et aussi quantifier l'extinction due aux poussières ; et enfin l'utilisation de données infrarouges ou millimétriques permettant d'avoir une estimation de la masse des objets étudiés et de leur taux de formation stellaire. L'utilisation de données multi-longueurs d'onde a notamment motivé la stratégie du relevé profond GOODS¹³ (Giavalisco et al. 2004) : ce relevé profond a pour objectif l'étude de deux champs centrés sur le Hubble Deep Field North et le Chandra Deep Field South (CDF-S) faisant chacun 150 minutes d'arc carrées. GOODS va combiner les images dans le domaine visible obtenus avec le HST (images ACS), le télescope spatial infrarouge *Spitzer* (de 3.6 à 24 microns), et les données hautes-énergies des satellites *XMM* et *Chandra*. Ces données seront complétées par des images dans le visible provenant du télescope de 4 mètres de l'observatoire Kitt-Peak, du télescope de 2.2 mètres et du Very Large Telescope de l'ESO, et par des images infrarouges NTT/SOFI et VLT/ISAAC dans les bandes J, H et K. Enfin ces données seront complétées par de la spectroscopie en bande I avec l'instrument FORS2 du VLT. Les objectifs de ce relevé sont nombreux : l'estimation des masses des galaxies jusqu'à $z \approx 5$, la mesure des taux de formation stellaire dans des échantillons de ces galaxies, l'analyse morphologique de ces galaxies pour pouvoir expliquer l'apparition de la séquence de Hubble, l'étude des Noyaux Actifs de Galaxies, et enfin la contribution des différents types de sources au fond de rayonnement extragalactique. Un des champs du CDF-S a d'ailleurs été récemment imagé par le HST avec l'ACS et NICMOS, produisant le "*Hubble Ultra Deep Field*"¹⁴ (Bouwens et al. 2004b). Ces images ont permis d'atteindre la magnitude $I_{AB} = 29$, et montrent des images de galaxies qui pourraient être situées jusqu'à $z = 7$ (images ACS), voire $z = 12$ (images NICMOS). Mais le champ imagé (3×3 minutes-d'arc carrées) est encore trop faible pour ne pas être perturbé par les problèmes de regroupement liées à la structure filamenteuse à grande échelle de l'univers.

Un autre point sur lequel je voudrais insister est la résolution angulaire. L'étude des galaxies compactes a en effet montré qu'il sera difficile de pouvoir déterminer précisément leur morphologie, même avec la résolution des images ACS. Le télescope spatial a en effet un diamètre de 2.40 mètres. Dès lors il est possible que son diamètre soit insuffisant pour fournir la résolution spatiale requise. Dans ce cas, l'utilisation de l'**Optique Adaptative** sur les télescopes au sol de la classe des 8 mètres est pleinement justifiée. En effet, cette technique (dont je vais parler plus en détail dans la deuxième partie) permet de redonner aux télescopes au sol leur résolution angulaire théorique. Jusqu'à présent, le domaine extragalactique a très peu bénéficié de cette technique, en raison du très faible nombre d'objets accessibles. Mais on constate depuis quelques années un intérêt, principalement chez les astronomes de l'observatoire Keck (Larkin et Glassman 1999; Larkin et al. 2000; Glassman et al. 2002; Steinbring et al. 2004) qui ont réussi à observer en bande K des galaxies lointaines ($\bar{z} = 0.6$) avec une résolution spatiale de 0.05 secondes d'arc. La communauté astronomique européenne commence

13. Great Observatories Origins Deep Survey

14. noté UDF dans la suite de cette thèse

aussi à se pencher sur le problème, notamment par la compilation de catalogues de galaxies pouvant bénéficier de cette technique (Baker et al. 2003). Les observations en Optique Adaptative se font le plus souvent dans le proche infrarouge (bandes J, H, K, voire L ou M), mais dans le cas des études extragalactiques, ceci est un avantage, puisque les problèmes de *k-correction* morphologique évoqués au paragraphe 3.1.1 ne se posent plus.

Arrivé à ce stade de la thèse, il faut mentionner que si les moyens observationnels actuels permettent de connaître le taux de formation stellaire *global* des galaxies lointaines (grâce à la spectroscopie), et si les cartes de couleur permettent de localiser les régions où la formation stellaire a lieu, une grande inconnue demeure : la dynamique interne de ces galaxies. Aujourd'hui encore, peu de choses sont connues sur la façon dont le gaz se répartit dans ces galaxies et son influence sur la formation stellaire, sur les échanges de masse ayant lieu au cours des fusions entre galaxies, et finalement l'origine physique de la séquence de Hubble. Comme cette première partie l'a montré, deux spécifications sont requises pour répondre à ces études : une haute résolution angulaire, permettant de pouvoir résoudre angulairement les différentes régions à l'intérieur des galaxies, et une haute résolution spectrale, permettant de déterminer précisément le taux de formation stellaire, et surtout de mesurer dans chaque région le décalage de la raie et remonter au champ de vitesse global de la galaxie. Ceci est l'objet de la prochaine partie, l'étude de l'instrument **FALCON**, qui est un spectrographe de nouvelle génération pour le VLT et qui respecte ces deux spécifications.

Deuxième partie

FALCON : un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le VLT

Chapitre 1

Pourquoi FALCON?

1.1 Introduction

Nous avons vu dans la première partie que grâce à l'imagerie à haute résolution angulaire et la haute résolution spectrale, il nous a été possible d'un peu mieux comprendre l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$. Grâce à la spectroscopie, nous savons que certaines galaxies ont formé une grande partie de leurs étoiles pendant cette époque. En complément, la haute résolution spatiale nous a elle permis de déterminer (en partie) la morphologie de ces objets, et aussi de mettre en évidence les régions de formation stellaire grâce aux cartes de couleur pixel à pixel.

Une inconnue demeure : la dynamique interne des galaxies lointaines. En effet, même si nous pouvons localiser les régions de formation stellaire, nous ne connaissons pas bien la distribution dans ces galaxies de la masse et du gaz, et encore moins les propriétés physico-chimiques de ce dernier (éléments présents, température, densité, métallicité et extinction). Nous avons également vu qu'il est difficile aujourd'hui de dire s'il y avait des galaxies barrées ou non au delà de $z \approx 0.5$. Nous ne pouvons pas encore quantifier précisément comment les galaxies échangeaient leurs masses lors des processus de fusion, qui comme nous l'avons vu dans la première partie ont été très fréquents dans le passé, ni l'influence de la matière sombre dans ces échanges. Enfin, les masses et les luminosités de ces galaxies lointaines sont en partie mal connues, et l'information dynamique permettra de mieux les déterminer grâce aux relations de Tully-Fisher ou de Faber-Jackson.

Des galaxies encore plus lointaines ($2 \leq z \leq 6$) ont été identifiées par la méthode dite de "Lyman break", exploitant le fait que la distribution d'énergie des galaxies devient nulle en dessous de $\lambda = 912\text{\AA}$. Des premiers résultats (Giavalisco 2002) ont montré que ces galaxies étaient jusqu'à 5 fois plus nombreuses que les galaxies actuelles, et avaient une forte tendance au regroupement avec une longueur de corrélation $r_o = 4 \text{ Mpc}^1$. Les propriétés de ces galaxies sont encore mal connues, et les informations provenant de leur étude dynamique permettront de mieux connaître leur nature et comment elles ont contribué à l'histoire de la densité de formation stellaire. Nous avons en effet vu à la section 3.3 de la première partie que la majorité des étoiles et des éléments actuels se sont formés entre $z = 0.5$ et $z = 2 - 3$.

1. La longueur de corrélation apparaît dans l'expression de la fonction de corrélation, qui décrit la probabilité de trouver une galaxie dans un élément de volume dV_1 et une autre galaxie dans un élément de volume dV_2 séparé d'une distance r . Cette probabilité s'écrit $dP = \bar{n}^2 [1 + \xi(r)] dV_1 dV_2$. \bar{n} est la densité numérique moyenne de galaxies, et $\xi(r)$ représente la tendance au regroupement ou à l'éloignement des galaxies selon qu'elle est positive ou négative. Cette fonction peut s'écrire $\xi(r) = (r/r_o)^{-\gamma}$, avec $\gamma = 2.0 \pm 0.7$ dans le cas des LBG (Giavalisco 2002), et r_o la longueur de corrélation.

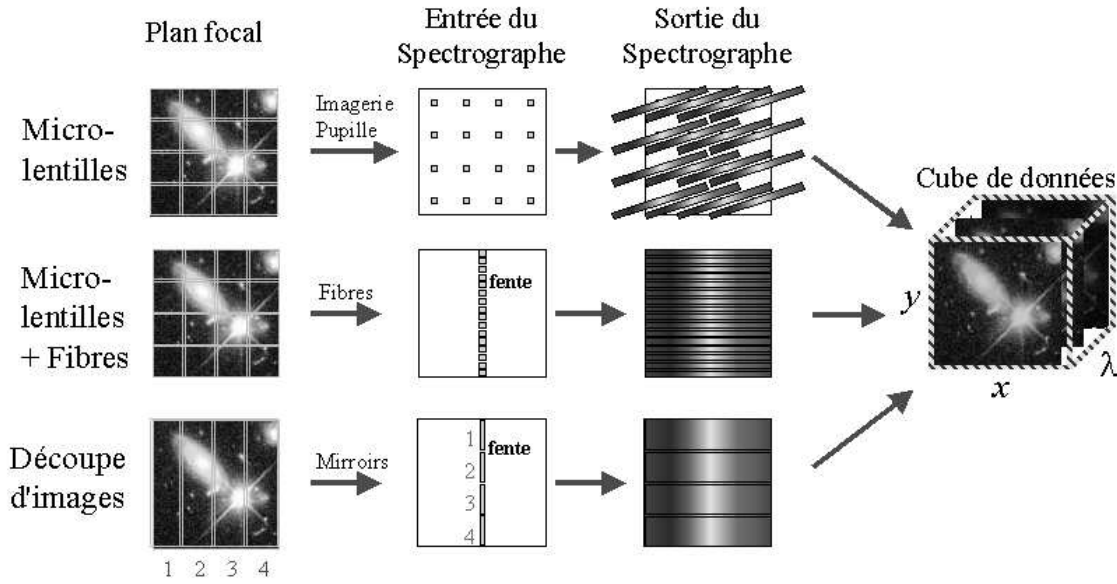


FIG. 1.1 – Schémas de différentes méthodes utilisables en spectroscopie par intégrale de champ

L'information dynamique est donc d'une importance capitale pour encore mieux comprendre les mécanismes physiques responsables de l'évolution des galaxies. Pour l'obtenir, il est nécessaire de passer par des méthodes de spectro-imagerie, dont l'information en sortie est un cube de données à trois dimensions : les deux premières dimensions sont reliées à l'information spatiale (x,y) de l'objet observé, la troisième à l'information spectrale λ . Ces méthodes sont donc souvent dénommées "méthodes de *spectroscopie 3D*". Dans ce cas, les techniques classiques de spectroscopie telles que la spectroscopie à fente (voir section 1.4.2) ne sont plus utilisables puisque l'information spatiale n'est que partielle. Je vais donc présenter dans la prochaine partie une autre technique instrumentale, la **Spectroscopie par Intégrale de Champ**, qui permet d'obtenir en une seule pose l'information tri-dimensionnelle (x,y,λ) .

1.2 Principe de la spectroscopie par intégrale de champ

L'information tri-dimensionnelle (x,y,λ) d'un objet céleste peut être obtenue de plusieurs manières : soit par des techniques de balayage, soit par la **Spectroscopie par Intégrale de Champ** (SIC).

Les techniques de balayage classiquement utilisées sont celles où la fente défile dans le plan focal, celles du type interférométrie Fabry-Pérot, ou celles de spectroscopie par Transformée de Fourier. La troisième dimension est alors directement liée au temps. Ces méthodes nécessitent donc des temps d'exposition élevés, les rendant d'autant plus sensibles à la variabilité temporelle de grandeurs telles que le fond de ciel ou la turbulence atmosphérique par exemple.

La SIC a été proposée au début des années 1980 (Vanderriest 1980; Courtes 1982). Contrairement aux techniques de défilement, la SIC permet de récupérer l'information tri-dimensionnelle (x,y,λ) en une seule pose, ce qui permet de gagner en terme de temps d'exposition et ainsi d'être moins sensible aux fluctuations temporelles des signaux observés. Il y a trois méthodes majeures utilisées en SIC (Allington-Smith et Content 1998; Ren et Allington-Smith 2002) : l'utilisation de microlentilles dans le plan focal, l'utilisation de microlentilles dans le plan focal couplées à des fibres optiques, ou bien les systèmes de découpe d'image (*Image slicing* en anglais). Ces trois méthodes sont montrées sur la

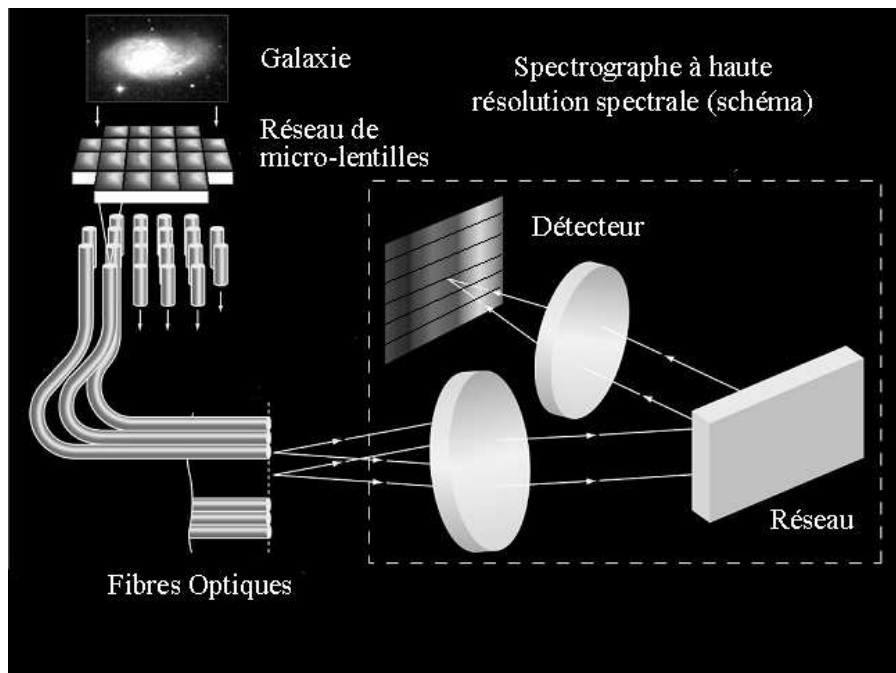


FIG. 1.2 – Principe de la SIC lorsque des microlentilles et des fibres sont utilisées. Le télescope forme une image de l'objet dans son plan focal. Cette image est échantillonnée par une mosaïque de micro-lentilles, qui injectent la lumière dans une fibre optique. Les fibres optiques sont alors ré-arrangées pour former la fente d'entrée d'un spectrographe à haute résolution spectrale, qui forme sur le détecteur le spectre local de chaque région de la galaxie. On peut alors récupérer le champ de vitesse de la galaxie.

figure 1.1.

Dans le cas de la première méthode, le champ est découpé en plusieurs régions par une grille de micro-lentilles. La pupille est alors ré-imagée sur la fente d'entrée du spectrographe. Il en résulte à la sortie du spectrographe un ensemble de spectres étalés sur le détecteur, mais il est souvent nécessaire d'incliner les spectres pour éviter qu'ils ne se chevauchent (Bacon et al. 1995), ce qui impose des limites sur l'intervalle spectral à étudier ainsi que sur la portion réellement utilisée du détecteur. Ces systèmes ont toutefois l'avantage d'être simples à mettre en oeuvre puisqu'ils ne nécessitent pas de fibres optiques. Un exemple d'instrument utilisant cette technologie est l'instrument SAURON (Bacon et al. 2001) équipant le télescope William Herschel de l'observatoire de La Palma aux îles Canaries.

Les systèmes de découpe d'images (troisième méthode) divisent le plan focal en un ensemble de segments verticaux, qui sont alors ré-arrangés pour former la fente d'entrée du spectrographe. Ceci se fait à l'aide de miroirs, facilitant donc l'emploi de tels systèmes en environnement cryogénique (cas des applications infrarouge). Cette technique est notamment utilisée sur l'instrument NIFS² (McGregor et al. 1999) équipant le télescope Gemini-North à l'observatoire du Mauna Kea à Hawaï.

Les systèmes les plus performants actuellement sont ceux utilisant la deuxième méthode, à savoir la combinaison des microlentilles et des fibres optiques. Le principe est expliqué sur la figure 1.2. Une mosaïque de microlentilles échantillonne spatialement l'image formée par le télescope dans son plan focal. Chaque micro-lentille injecte la lumière dans une fibre optique. Les fibres amènent la lumière à l'entrée d'un spectrographe à haute résolution, où elles sont ré-arrangées pour former la fente d'entrée. On obtient alors en sortie (sur le détecteur) le spectre pour chaque région échantillonnée par la micro-

2. Near-IR Integral Field unit Spectrograph

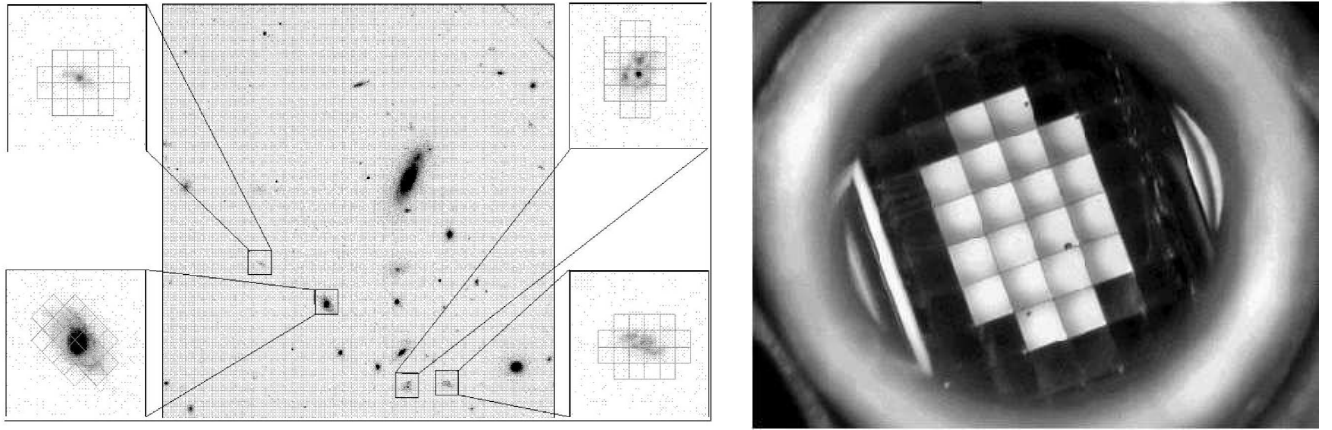


FIG. 1.3 – *A gauche : Exemple de spectroscopie multi-objets avec GIRAFFE. 4 ICs sont positionnées sur 4 galaxies et permettent d’obtenir simultanément la spectroscopie 3D de plusieurs galaxies. La grille dessinée sur chaque galaxie représente la mosaïque de microlentilles. A droite : un agrandissement d’une IC montrant les micro-lentilles.*

lentille correspondante. L’avantage de cette technique est double. Si les microlentilles sont contiguës, le facteur de remplissage est proche de 100% : il n’y a que très peu de lumière de l’objet qui est perdue. De plus, chaque microlentille est dimensionnée pour former une image de la pupille sur le coeur de chaque fibre, ce qui permet là aussi d’éviter les pertes de lumière. L’autre avantage est lié à la taille des microlentilles : il est possible d’adapter leur taille pour avoir à la fois suffisamment de flux provenant de l’objet et peu de bruit de fond (fond thermique, ciel, etc...) rentrant à l’intérieur de la micro-lentille, et ainsi garantir un rapport signal sur bruit (RSB) spectroscopique optimal.

Un des problèmes de la SIC est de pouvoir imager sur un détecteur 2D un cube de données 3D. Lorsqu’on veut analyser un très grand champ, cela nécessite un très grand nombre de pixels, et donc un très grand détecteur.

Pour résoudre ce problème, on combine la SIC avec la *Spectroscopie Multi-Objets* (SMO). Dans ce cas, il y a une mosaïque de microlentilles, l’*Intégrale de Champ* (IC³) par objet d’intérêt, ce qui fait que le champ n’est plus analysé dans son ensemble, mais uniquement dans les régions d’intérêt. Les ICs sélectionnent dans le plan focal les objets astrophysiques à étudier et réalisent l’échantillonnage spatial comme décrit précédemment. Une ou plusieurs fentes d’entrée sont alors constituées à l’entrée du spectrographe selon la quantité de données spatiales et spectrales à acquérir. On obtient alors un nombre raisonnable de spectres, donc un nombre raisonnable de pixels sur le détecteur, rendant dans ce cas la spectroscopie 3D possible. Surtout, une telle combinaison offre la possibilité de pouvoir effectuer simultanément la spectroscopie 3D de plusieurs galaxies, donc de gagner en temps d’observation.

Aujourd’hui, un spectrographe multi-objets par intégrale de champ équipe le télescope Kueyen du Very Large Telescope européen. Il s’agit de *FLAMES*⁴ (Pasquini et al. 2000), dont le mode multi-intégrale de champ est fourni par l’instrument *GIRAFFE* développé à l’Observatoire de Paris. Dans ce mode, GIRAFFE a 15 ICs, disposées au foyer Nasmyth du VLT (25 minutes d’arc de diamètre) qui font chacune 3×2 arcsec², avec au total 20 microlentilles. La résolution spectrale est très grande, $R = 33000$ (9 km/s) ou $R = 11000$ (≈ 27 km/s) dans le domaine visible. Chaque microlentille fait

3. notée IFU (Intégral Field Unit) en anglais

4. voir le site web www.eso.org/instruments/flames/

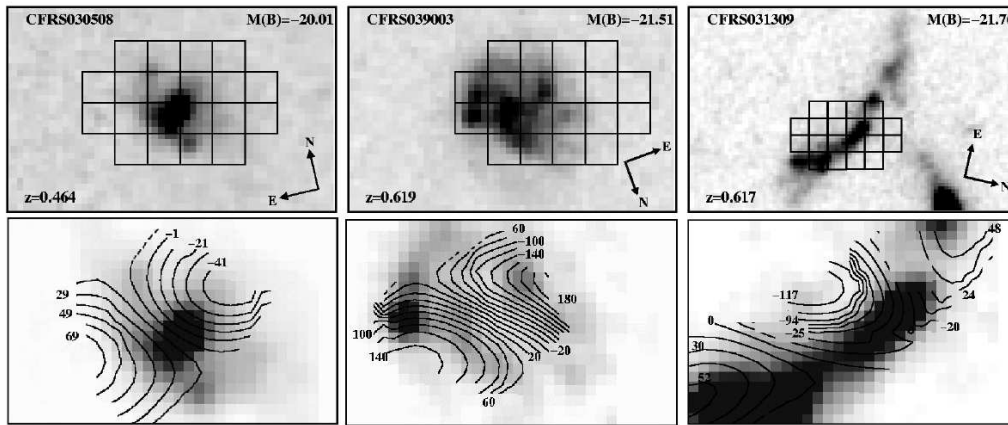


FIG. 1.4 – Exemples de champs de vitesse déterminés d’après des mesures GIRAFFE. D’après Flores et al. (2004b)

0.52×0.52 secondes d’arc carrée (0.3×0.3 mm²). Il est important de dire que sur GIRAFFE, les IC sont des dispositifs opto-mécaniques très petits : la largeur de la mosaïque de microlentilles est de seulement **1.8 mm**. Les 15 ICs sont positionnées dans le champ au foyer Nasmyth du télescope par un élément clef de l’instrument, le positionneur *OzPoz*. La figure 1.3 montre ainsi un exemple de spectroscopie multi-intégrale de champ sur 4 galaxies avec GIRAFFE (à gauche), et un agrandissement d’une IC (à droite). GIRAFFE a récemment fourni ses premiers résultats astrophysiques en mesurant le champ de vitesses sur 3 galaxies du CFRS (Flores et al. 2004a).

La SMO combinée à la SIC est pour l’instant la meilleure façon d’obtenir simultanément l’information dynamique de plusieurs galaxies. Contrairement aux spectrographes à fente (qui ont parfois des capacités multi-objets), cette technique permet de conserver l’information spatiale sur les objets observés, tout en optimisant le temps d’observation. Elle offre de plus une plus grande souplesse d’utilisation par la facilité de positionnement et d’orientation des intégrales de champ. Nous allons cependant voir que la basse résolution angulaire imposée par l’atmosphère limite fortement les possibilités de cette technique.

1.3 Une limitation essentielle : la résolution angulaire

La première partie a mis en évidence la difficulté de l’étude des galaxies lointaines, en particulier à cause de leur très faible diamètre apparent. Nous avons vu par exemple que les galaxies du HDF étaient très petites, avec $r_{1/2} \leq 0.5$ secondes d’arc.

Les télescopes au sol ont un gros handicap : leur résolution spatiale est limitée par la turbulence atmosphérique. A titre d’exemple, la qualité d’image médiane au Cerro-Paranal (là où est installé le VLT) est de 0.81 secondes d’arc à $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$. C’est cette raison qui a guidé le choix de la taille des microlentilles de GIRAFFE : le *théorème de Shannon* énonce en effet que la fréquence d’échantillonnage doit être au moins égale au double de la fréquence maximale à reconstruire. Ainsi, dans le cas de GIRAFFE, la résolution spatiale effective est d’environ 1 seconde d’arc⁵, environ deux fois le rayon contenant la moitié de la lumière des galaxies lointaines. Cela signifie donc qu’un tel instrument est incapable de déterminer la dynamique de ces galaxies.

5. Par la suite, j’utiliserai les abréviations *arcsec* (*arcsecond* en anglais) et *arcmin* (*arcminute* en anglais)

Pour pouvoir partiellement augmenter la résolution angulaire, des méthodes de déconvolution de données 3D ont récemment été mises au point et ont été utilisées sur les données GIRAFFE (Flores et al. 2004b). Ces techniques utilisent un *a priori* sur la distribution du gaz en combinant aux données 3D des images à haute résolution spatiale provenant du HST. Ainsi la figure 1.4 montre les champs de vitesse déterminés à partir de mesures GIRAFFE sur les galaxies CFRS 03.0508, CFRS 03.9003 et CFRS 03.1309 situées à $0.46 \leq z \leq 0.62$. Ces champs de vitesse ont été obtenus en combinant les informations 3D (obtenues après examen du doublet $[OII] \lambda = 3727 - 3729 \text{ \AA}$) et les images haute résolution du HST dans la bande V_{606} . En effet, cette bande correspond au repos au proche UV pour les objets à de tels décalages spectraux. L'hypothèse dans le processus de déconvolution est donc que les régions avec des raies d'émission sont tracées par la luminosité UV. Flores et al. (2004b) affirment ainsi qu'ils arrivent à obtenir un champ de vitesses avec une résolution égale à la taille du "pixel" de GIRAFFE (≈ 0.5 secondes d'arc). Cette technique fonctionne donc, mais à condition d'avoir une image à haute résolution pouvant servir de traceur des raies d'émission, et aussi de supposer une FEP constante. Elle reste encore insuffisante pour déterminer la dynamique des galaxies lointaines ($z \geq 1$), puisque nous voyons que même après déconvolution, la résolution spatiale est de l'ordre de la taille des objets à étudier.

Je vais présenter dans la prochaine section FALCON, un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le VLT tout particulièrement dédié à l'étude des galaxies lointaines. Cet instrument est un spectrographe du même type que GIRAFFE (multi-intégrale de champ), fonctionnant dans le proche infrarouge afin d'étudier les galaxies dont la lumière est fortement décalée vers le rouge. Il a par contre l'avantage de fournir une résolution spatiale quatre fois meilleure que GIRAFFE grâce à l'Optique Adaptative.

1.4 Spécifications de FALCON

FALCON est un acronyme signifiant "**F**iber spectrograph with **A**daptive optics on **L**arge fields to **C**orrect at **O**ptical and **N**ear-infrared". L'objectif de cet instrument est de pouvoir déterminer la dynamique des galaxies au moins jusqu'à $z = 2$. Nous avons vu en effet que la majeure partie des étoiles et des éléments se sont formés depuis cette époque.

Pour des galaxies situées à de tels décalages spectraux, les raies en émission allant de $[OII] 3727 \text{ \AA}$ à $H\alpha$ sont décalées dans le domaine spectral $0.8 \leq \lambda \leq 1.8 \mu m$, correspondant aux bandes I, J et H. Il se pose alors un problème majeur qui est la présence d'un fond de ciel très intense, atteignant des brillances de surface de $I = 19.7$ (Patat 2003), $J = 16.5$ et $H = 14.4$ (Cuby 2000). Ce fond de ciel est dû à la superposition d'un continu et de raies OH en émission (Maihara et al. 1993; Rousselot et al. 2000; Patat 2003; Hanuschik 2003). La figure 1.5 montre un tel spectre de raies OH obtenues au Cerro Paranal avec l'instrument ISAAC. Il est donc indispensable de pouvoir séparer les raies OH afin de ne pas être contaminé lorsqu'on observe entre elles. Cela nécessite alors une résolution spectrale $R \geq 5000$. Nous avons vu à la section 3.6 qu'une telle résolution spectrale permet d'avoir une mesure fiable de l'extinction, et donc du taux de formation stellaire. Dans la mesure où les galaxies ont des dispersions de vitesse σ comprises entre $20 \leq \sigma \leq 100 \text{ km/s}$, il faut au moins une résolution spectrale égale à 5000, l'idéal étant d'aller jusqu'à $R = 15000$ pour pouvoir résoudre $\sigma = 20 \text{ km/s}$.

Nous avons aussi vu à la section 3.1.2 que les galaxies du HDF avaient un rayon contenant la moitié de la lumière $r_{1/2}$ inférieur à 0.5 secondes d'arc. Des études récentes (Bouwens et al. 2004a) faites sur des galaxies du UDF situées entre $z = 2$ et $z = 6$ ont montré que ce $r_{1/2}$ suivait une loi du type $r_{1/2} \propto (1+z)^{-1.05 \pm 0.21}$. On voit ainsi sur la figure 1.6 que les galaxies à $z = 2$ ont $r_{1/2} = 2.3 \text{ kpc}$. En extrapolant cette loi à $z = 1$, on trouve $r_{1/2} = 3.45 \text{ kpc}$. Cela correspond respectivement à

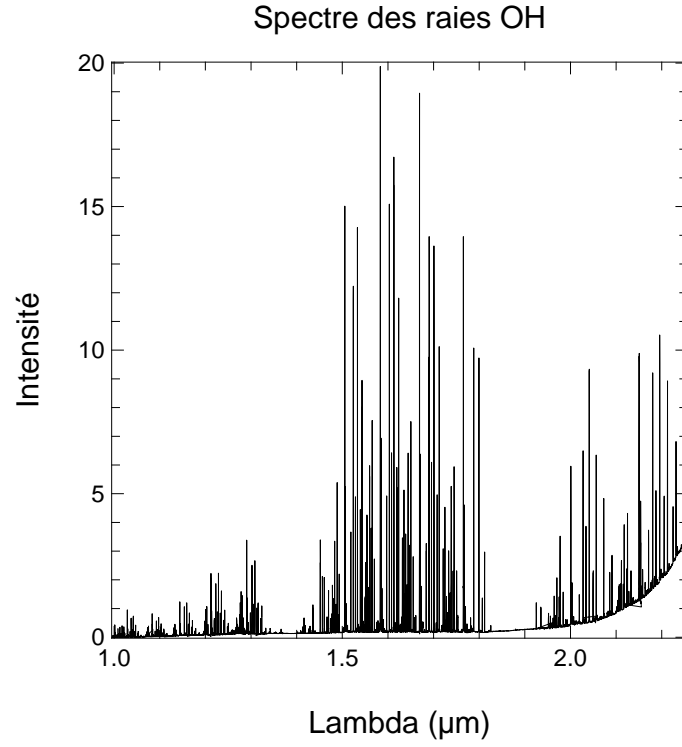


FIG. 1.5 – Spectre de raies OH (non calibré en flux) entre $\lambda = 1 \mu\text{m}$ et $\lambda = 2.2 \mu\text{m}$. D'après les données de Rousselot et al. (2000).

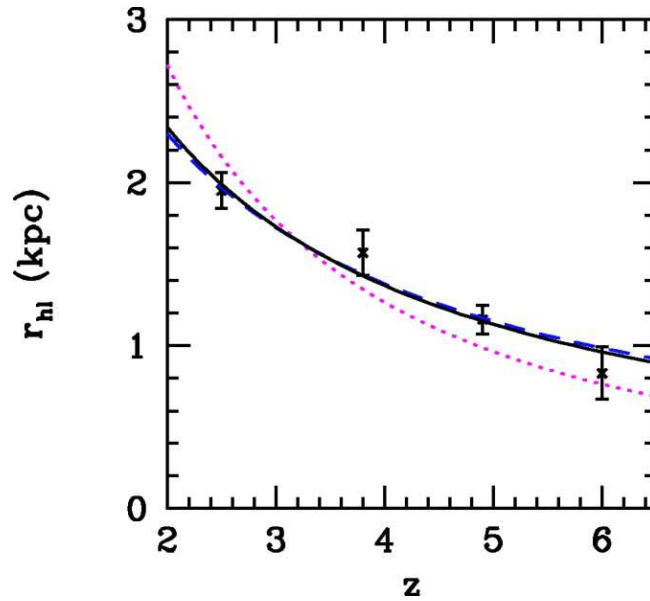


FIG. 1.6 – $r_{1/2}$ moyen (kpc) en fonction du décalage spectral z pour les galaxies du UDF. La courbe en trait plein correspond à une loi du type $r_{1/2} \propto (1+z)^{-1.05}$. D'après Bouwens et al. (2004a)

des angles de 0.43 ($z = 1$) et 0.27 ($z = 2$) secondes d'arc en utilisant les formules de distance diamètre angulaire. En supposant qu'on veuille au moins résoudre $r_{1/2}$ pour les galaxies situées jusqu'à $z = 2$, ces valeurs permettent donc de donner une limite supérieure à la résolution spatiale de FALCON.

Pour résumer, nous voyons que FALCON doit avoir les deux spécifications suivantes :

- Une résolution spectrale $R \geq 5000$
- Une résolution spatiale $\Delta\alpha \leq 0.25$ secondes d'arc.

Je voudrais en particulier insister sur la **résolution angulaire** que l'on souhaite atteindre. Dans la mesure où celle-ci est inférieure à la résolution imposée par la turbulence atmosphérique, il est indispensable d'utiliser des méthodes pour améliorer la résolution angulaire des télescopes au sol. La technique qui donne actuellement les meilleurs résultats est l'**Optique Adaptative** (OA), technique qui consiste à mesurer et corriger en temps réel les déformations des ondes lumineuses provoquées par la turbulence. Cette technique sera présentée plus en détail au chapitre 3, aussi je vais surtout montrer dans le prochain paragraphe comment son utilisation permet de respecter les spécifications ci-dessus.

1.5 La nécessité de l'Optique Adaptative

La figure 1.7 montre trois cas de FEP pour différents niveaux de correction par OA. Ces FEP ont été obtenues à l'aide d'un logiciel de simulation d'une OA que j'ai développé et qui sera présenté plus en détail au chapitre 5. La FEP à gauche correspond au cas sans correction, c'est à dire l'image d'une étoile observée au foyer d'un télescope situé au sol et subissant les effets de la turbulence atmosphérique. On remarque particulièrement sur cette FEP son important étalement spatial, synonyme d'une importante largeur à mi-hauteur. Dans la mesure où la résolution angulaire est égale à la largeur à mi-hauteur, on déduit à partir de cette figure que la résolution angulaire est fortement dégradée en l'absence de correction, et il sera dès lors impossible pour le télescope de discerner des objets très peu séparés angulairement. Dans le cas de l'observation de galaxies lointaines, cela signifie qu'il sera impossible en l'absence de correction de résoudre des régions HII par exemple. On peut également constater sur cette FEP le très faible niveau de l'intensité dans sa région centrale.

La FEP au milieu correspond au cas typique d'une correction partielle par OA (20 modes corrigés). On remarque tout d'abord la présence d'un pic cohérent au coeur de la FEP, de largeur angulaire λ/D , où λ est la longueur d'onde d'observation et D le diamètre du télescope. La présence de ce pic est due au fait que l'OA "resserre" la FEP en corrigeant les déformations du front d'onde. Du point de vue de la résolution angulaire, cela signifie qu'avec une telle FEP, le télescope retrouve sa résolution théorique, c'est à dire comme dans le cas où il serait limité par la diffraction. On remarque toutefois que l'intensité de ce pic est très inférieure à l'intensité du pic correspondant au cas "très bien corrigé", et aussi la présence d'un halo autour de ce pic dans lequel l'énergie restante s'étale. La conséquence de ce halo est la présence d'une perte de contraste dans les images. Pour résumer, on voit donc qu'avec une telle FEP, la résolution angulaire atteinte est effectivement la limite de diffraction du télescope, mais qu'il y a par contre beaucoup d'énergie qu'on ne retrouve pas dans le coeur de la FEP, et qui va alors contaminer les régions périphériques.

Si on s'intéresse maintenant à la FEP la plus à droite (61 modes corrigés), la correction correspond à une bonne correction par OA. On y remarque cette fois-ci la forte intensité du pic cohérent et la quasi-absence de halo. L'énergie est cette fois-ci beaucoup plus concentrée dans le coeur de la FEP.

La figure 1.7 a donc montré comment l'OA permet d'améliorer la qualité d'images et ainsi de discerner des détails dans les galaxies lointaines. Mais nous voyons aussi que l'OA a un autre avantage qui

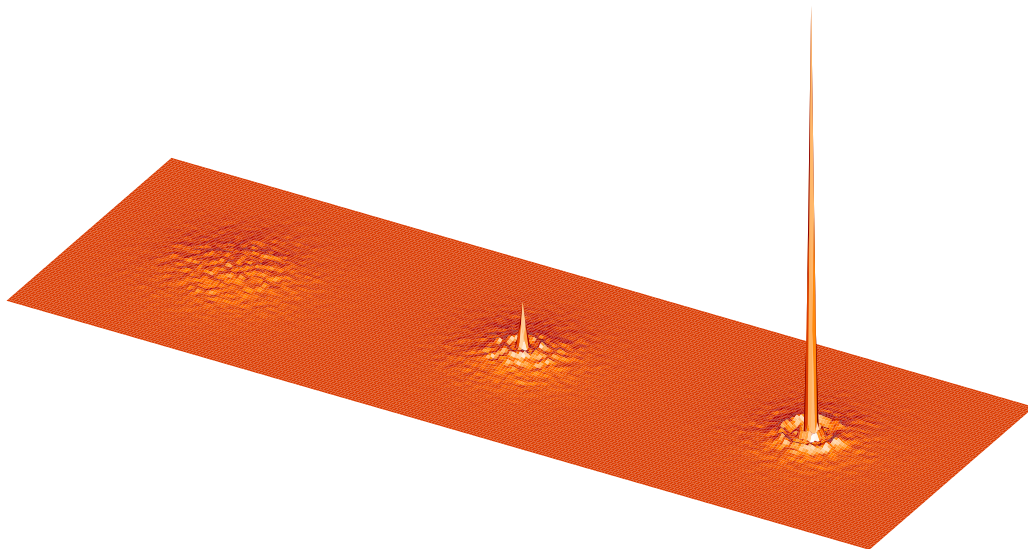


FIG. 1.7 – Impact de la correction par Optique Adaptative sur la forme de la FEP. De gauche à droite : FEP turbulente (aucune correction), FEP après une basse correction (20 modes), FEP après une meilleure correction (61 modes). Telescope de 8 mètres de diamètre, bande J, seeing(0.81 arcsec) @ $\lambda = 0.5\mu m$.

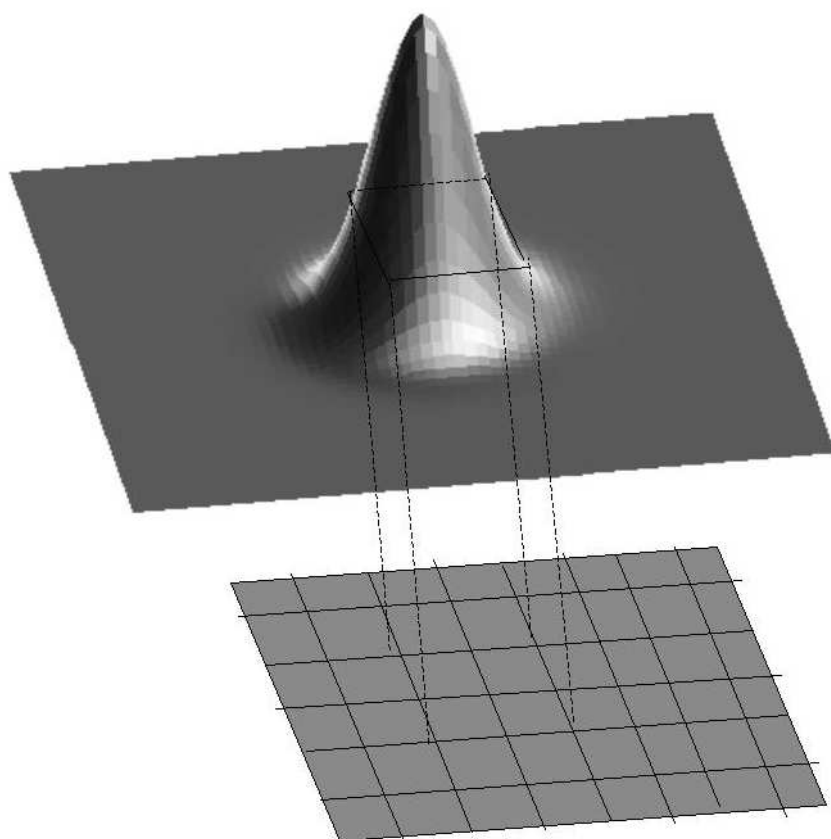


FIG. 1.8 – Influence de la correction par OA sur la SIC. La figure en haut représente la FEP, la grille du bas la mosaïque de microlentilles. La résolution angulaire effective est le double de la dimension des microlentilles (théorème de Shannon), ce qui correspond à l'ouverture carrée représentée sur la FEP. Grâce à l'OA, la FEP va être resserrée, et le couplage dans cette ouverture sera augmenté.

est de concentrer spatialement le flux. Dans le cas de la SIC, cet avantage est loin d'être négligeable. Ceci est expliqué sur la figure 1.8 qui représente une FEP et la grille de microlentilles de l'IC. Le théorème de Shannon énonce que la résolution angulaire effective est égale au double de la taille des microlentilles. Comme l'OA concentre le flux, le couplage (fraction de lumière de la FEP) dans une ouverture de dimension égale à la résolution angulaire va de même augmenter.

Pour des applications astrophysiques telles que la dynamique des galaxies lointaines, le RSB (rapport signal sur bruit) spectral est sans aucun doute l'un des points critiques, si ce n'est le plus critique, du dimensionnement d'un instrument comme FALCON. En effet, si S est le signal astrophysique qu'on cherche à mesurer, on peut écrire en première approximation que $RSB \propto \sqrt{S}$. Pour donner des ordres de grandeur, considérons simplement un objet uniforme avec une certaine brillance de surface et spectrale $B(\alpha, \beta, \lambda)$ ph/s/arcsec²/Å. Si on appelle $\Delta\lambda$ l'élément de résolution spectrale, et si la microlentille fait $\Delta\alpha \times \Delta\alpha$ arcsec², on aura alors $S = B(\alpha, \beta, \lambda) \Delta\alpha^2 \Delta\lambda$.

Nous avons vu qu'il faut avoir au minimum une résolution spectrale $R \geq 5000$ pour pouvoir résoudre les raies OH, l'idéal étant de travailler à une résolution spectrale plus grande ($R \geq 10000$) pour pouvoir résoudre $\sigma = 30$ km/s. Pour un temps d'exposition donné, plus la résolution spectrale R sera grande, plus les photons vont être "dilués" spectralement, et plus on aura $\Delta\lambda = \lambda/R$ petit. Il y aura donc sur un pixel du détecteur moins d'énergie en un temps donné, et S va diminuer. De la même façon, plus la résolution spatiale sera importante, plus l'échantillonnage spatial devra être fin, et donc plus les microlentilles de l'IC auront une taille $\Delta\alpha \times \Delta\alpha$ petite, entraînant là encore une chute de S et donc une diminution du RSB.

Il faut donc chercher dès le départ à maximiser le RSB spectral. Une façon d'y parvenir est d'augmenter le flux de l'objet dans la microlentille tout en diminuant toutes les sources de bruit tels que le fond de ciel ou le fond thermique par exemple. On comprend dès lors tout l'intérêt d'utiliser l'OA puisque nous avons vu qu'elle a pour effet de concentrer le flux en resserrant la FEP, ce qui aura pour conséquence d'augmenter le flux de l'objet rentrant dans une microlentille. Le couplage n'augmente cependant pas de façon linéaire avec la taille de la microlentille. La figure 1.9 montre ainsi le couplage dans une ouverture carrée de 0.15 ou 0.20 arcsec de côté en fonction du couplage dans une ouverture carrée de 0.25 arcsec de côté après correction par OA soit en bande J, soit en bande H.

Pour conclure, nous voyons donc qu'il y a un double intérêt à coupler l'OA et la SIC. En effet, l'OA resserre la FEP, et deux effets se produisent : une augmentation de la résolution angulaire et une augmentation du couplage après correction. Nous avons vu que ces deux effets sont nécessaires pour l'étude dynamique des galaxies lointaines : non seulement pour être capable d'y discerner des détails tels que des régions HII, mais aussi pour garder un RSB suffisamment élevé afin de mesurer avec précision la position d'une raie et ainsi remonter au champ de vitesse de la galaxie.

Afin de préciser le gain apporté par l'OA sur la SIC, j'ai étudié l'évolution du RSB pour différentes situations astrophysiques et différents ordres de correction du front d'onde. Les résultats sont présentés dans la prochaine section.

1.6 Gain apporté par l'optique adaptative

1.6.1 Introduction

Le but de cette étude est de pouvoir quantifier précisément les performances spectroscopiques de FALCON, voir quel gain peut fournir l'Optique Adaptative, et en particulier à partir de quel gain l'OA est justifiée. Dans ce but, j'ai développé un simulateur numérique simplifié de spectrographe par

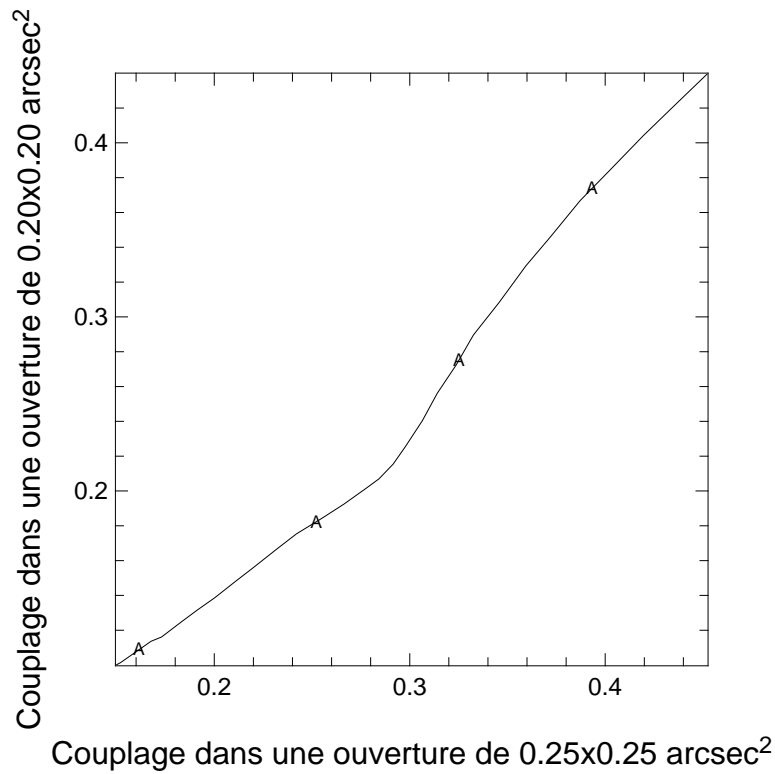
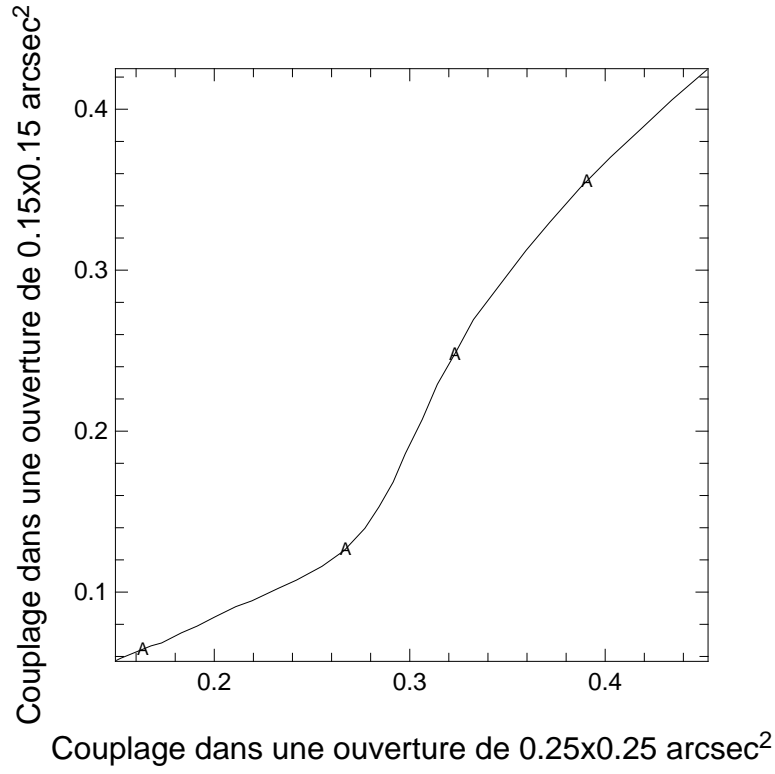


FIG. 1.9 – Couplage dans une ouverture carrée de 0.15 arcsec (en haut) et 0.20 arcsec de côté (en bas) en fonction du couplage dans une ouverture carrée de 0.25 arcsec de côté après pour différents ordres de correction par OA (supposée parfaite) en bande J. Télescope de 8 mètres de diamètre, seeing de 0.81 arcsec @ $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$.

N°	Type ^a	T ^a	V_{VIR}^b	D ^b	M_B^a	R_D^c	μ_D^c	i^a	PA ^a	V_{max}^a
NGC			(km s ⁻¹)	(Mpc)	(mag)	(kpc)	V/arcsec ²	(°)	(°)	(km s ⁻¹)
3893	SBC	5	1193	17.04	-20.6	1.84	20.17	30	165	305

^a D'après Garrido et al. (2002)

^b D'après LEDA (<http://www-obs.univ-lyon1.fr/hypercat/>)

^c D'après Baggett et al. (1998)

TAB. 1.1 – *Caractéristiques photométriques et dynamiques de la galaxie NGC 3893.*

intégrale de champ, dont les résultats sont donnés dans les prochains paragraphes.

J'ai utilisé pour cette étude des données dynamiques de la galaxie **NGC 3893** (UGC 6778) obtenues dans le cadre du relevé GHASP⁶ (Garrido et al. 2002, 2003, 2004) en cours à l'Observatoire de Marseille. Ce relevé contient les champs de vitesse de 200 galaxies proches déduits à partir d'observations Fabry-Pérot en $H\alpha$ effectuées sur le télescope de 1.93 mètres de l'Observatoire de Haute-Provence, et un de ses objectifs est de fournir un échantillon de champs de vitesse de référence de galaxies proches afin notamment de pouvoir comparer les propriétés dynamiques des galaxies lointaines avec celles de l'univers local. Je tiens particulièrement à remercier Olivia Garrido pour m'avoir fourni l'image $H\alpha$ de cette galaxie, qu'on peut voir sur la figure 1.10 ainsi que le champ de vitesse et la courbe de rotation correspondante. La table 1.1 montre les caractéristiques photométriques et dynamiques de cette galaxie : de gauche à droite, l'identifiant de la galaxie, les types morphologiques dans la séquence révisée de De Vaucouleurs, la vitesse de fuite de la galaxie corrigée de la chute du groupe local vers l'amas de la Vierge, la distance en Mpc (en supposant $H_0=70$ km/s/Mpc), la magnitude absolue de la galaxie dans les bandes B et R, le rayon de disque et la brillance de surface du disque, et enfin l'inclinaison, l'angle de position (sens positif contraire au sens des aiguilles d'une montre) et la vitesse maximale de rotation en bord du disque.

J'ai ensuite utilisé ces données pour simuler l'observation de cette galaxie dans le cas où elle serait vue à différents décalages spectraux. Précisément, les cas étudiés étaient les suivants :

- Galaxie située à $z = 0.9$ (raie $H\alpha$ vue en bande J, $\lambda = 1.25\mu m$).
 - Galaxie avec les mêmes propriétés physiques (taille et flux) qu'aujourd'hui.
 - Galaxie avec la même taille qu'aujourd'hui. Le flux dans la raie $H\alpha$ est liée à la largeur équivalente moyenne des galaxies CFRS à $z = 0.9$.
 - Galaxie couvrant un champ de $1 \times 1 \text{ arcsec}^2$, même flux dans la raie que le cas-ci dessus.
- Galaxie située à $z = 1.5$ (raie $H\alpha$ vue en bande H, $\lambda = 1.65\mu m$). Champ de $1 \times 1 \text{ arcsec}^2$. Utilisation des données de Erb et al. (2003) pour estimer le flux dans la raie.

Il a alors été possible de calculer pour chaque cas le RSB par pixel spectral du CCD, ceci pour différentes résolutions spectrales et spatiales. J'explique plus en détail le principe de ce calcul dans le prochain paragraphe.

1.6.2 Principe des simulations

Dans toute cette étude, j'ai supposé une cosmologie avec $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_m = 0.3$ et $\Omega_\Lambda = 0.7$. Ces paramètres cosmologiques ont servi à calculer les distances luminosité D_L et diamètre angulaire D_A à l'aide des équations (1.15) et (1.16) de la première partie.

6. Gassendi $H\alpha$ survey of SPirals

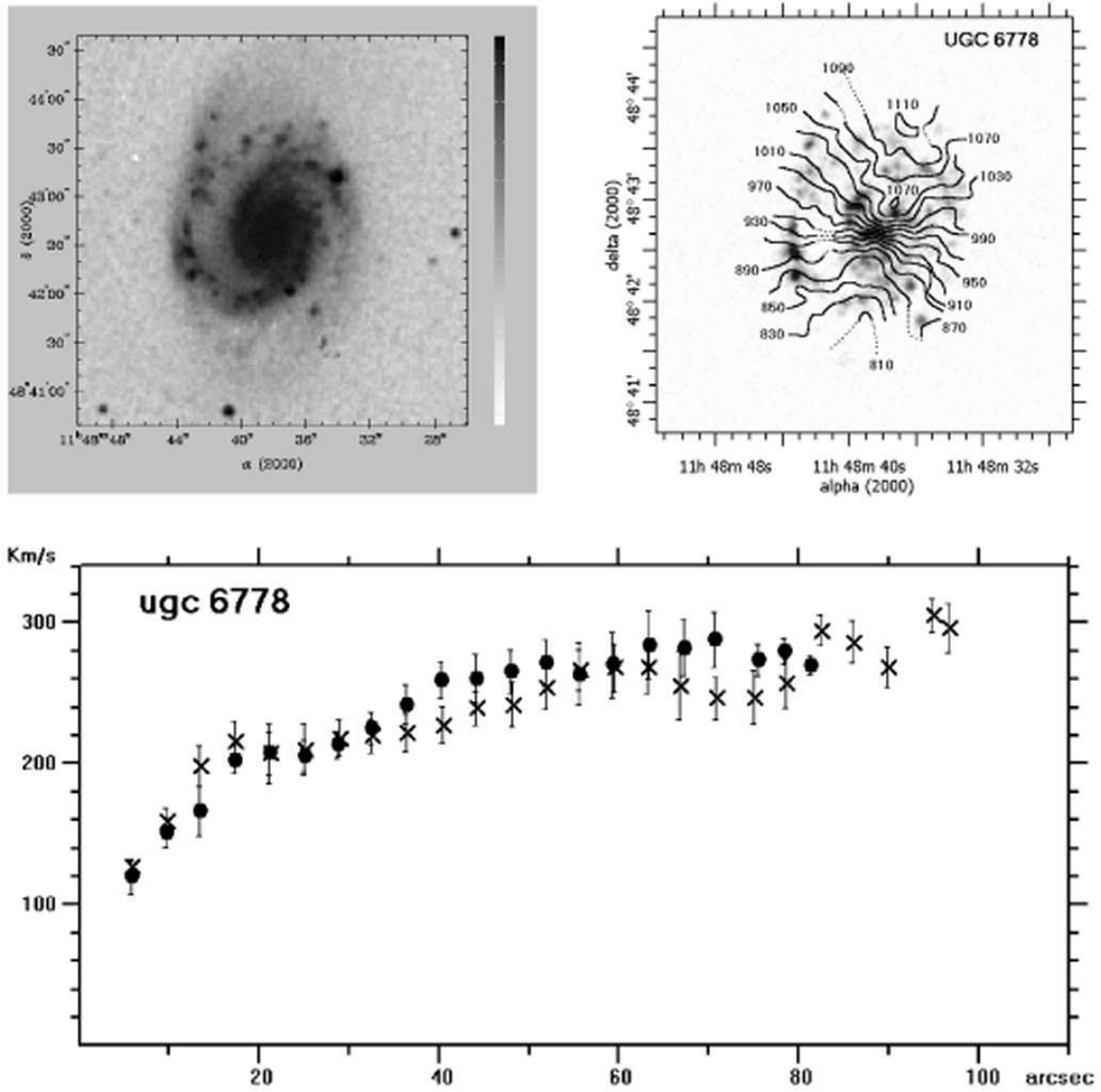
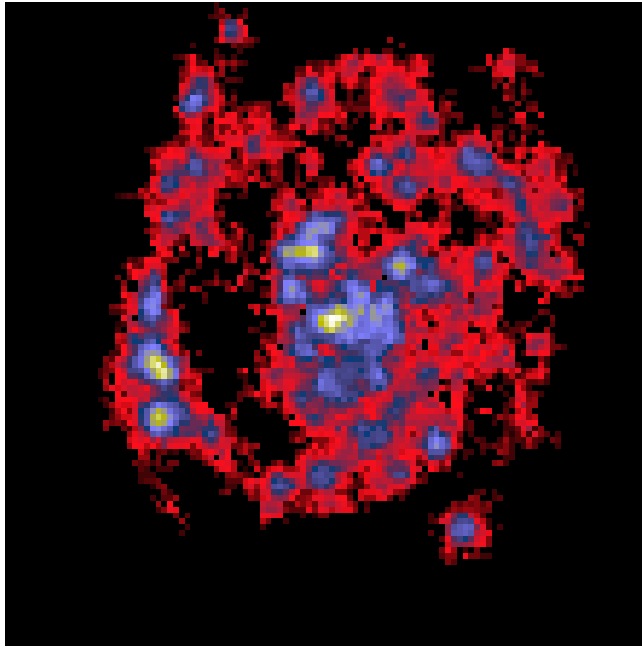
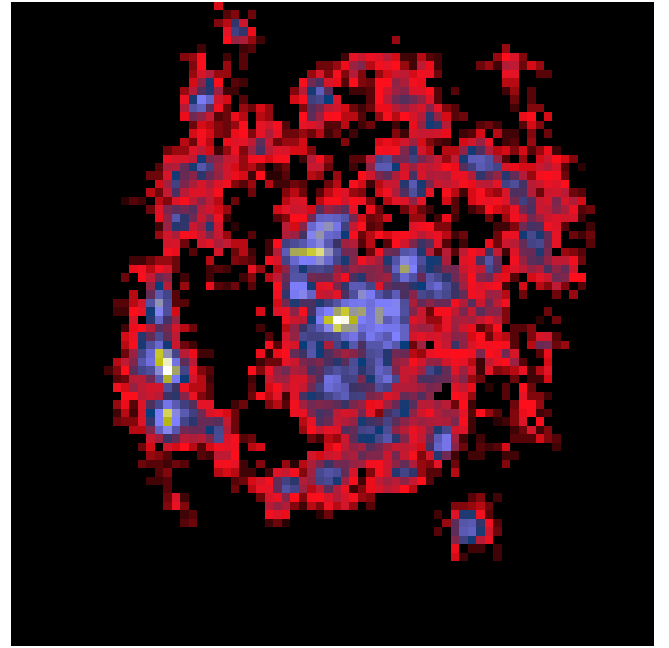


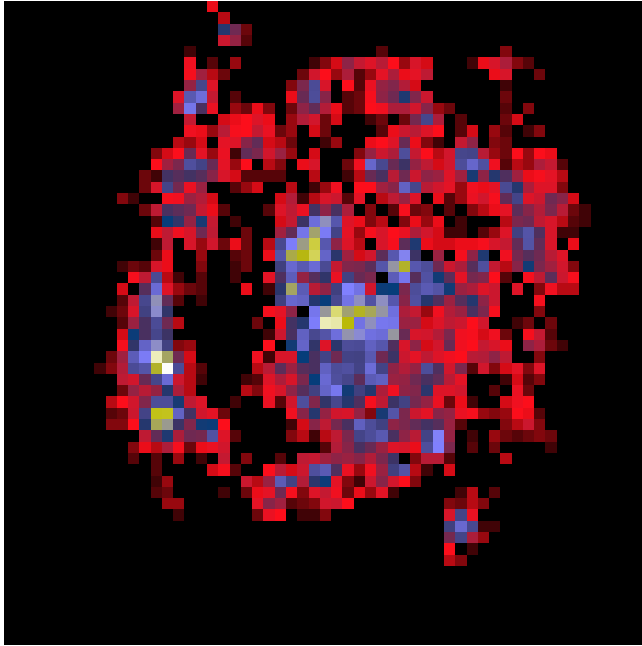
FIG. 1.10 – Image DSS (en haut à gauche), image $H\alpha$ (en haut à droite) sur laquelle est superposé le champ de vitesse, et courbe de rotation (en bas) de la galaxie NGC 3893 (UGC 6778). D'après Garrido et al. (2002).



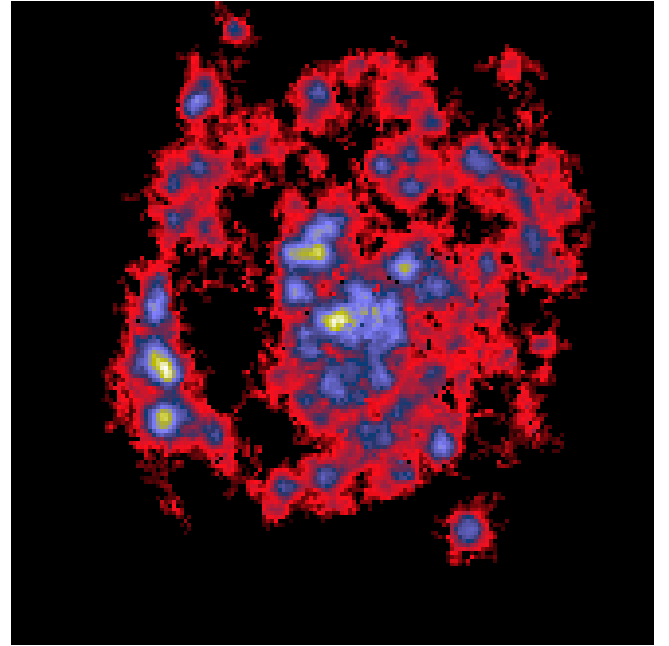
$z = 0.9, \lambda = 1.250 \mu m$
 $1.80 \times 1.80 \text{ arcsec}^2$
 $(s_z = 0.016 \text{ arcsec})$



$z = 0.9, \lambda = 1.250 \mu m$
 $1.22 \times 1.22 \text{ arcsec}^2$
 $(s_z = 0.016 \text{ arcsec})$



$z = 1.5, \lambda = 1.650 \mu m$
 $1.22 \times 1.22 \text{ arcsec}^2$
 $(s_z = 0.021 \text{ arcsec})$



$z \approx 0.0, \lambda = 0.656 \mu m$
 $2.62 \times 2.62 \text{ arcmin}^2$
 $(s_0 = 0.960 \text{ arcsec})$

FIG. 1.11 – Image $H\alpha$ de NGC 3893 simulée pour différents décalages spectraux. En haut : la galaxie vue à $z = 0.9$ avec une taille physique identique à sa taille actuelle (à gauche) et avec une taille telle qu'elle couvre une surface de 1 arcsec^2 (à droite). En bas à gauche : image de la galaxie telle qu'elle serait vue à $z = 1.5$ (surface de 1 arcsec^2). En bas à droite : image $H\alpha$ originale.

La première chose à faire est de simuler l'image de la galaxie telle qu'elle serait vue au décalage spectral z correspondant. Cela a trois conséquences : le diamètre apparent de la galaxie diminue, la magnitude apparente augmente, et la bande d'observation de la galaxie change.

Du point de vue du changement de diamètre apparent, la méthode à suivre est expliquée dans Giavalisco et al. (1996). Il s'agit en fait de simuler l'image d'une galaxie lointaine à partir de l'image d'une galaxie proche, de surcroît ré-échantillonnée avec le pixel du télescope utilisé pour observer cette galaxie lointaine. Dans notre cas, la galaxie proche a une taille physique de $d_1 \times d_2$ kpc, et est située à une distance D (dans notre cas 17.04 Mpc). Elle couvre donc une surface de $\theta_x (= d_1/D) \times \theta_y (= d_2/D)$ arcsec². La taille du pixel dans l'image originale est $s_0 \times s_0$ secondes d'arc ($s_0 = 0.96$ secondes d'arc pour les données GHASP). Aussi la taille de l'image originale de la galaxie est de $n_{0,x} (= \theta_x/s_0) \times n_{0,y} (= \theta_y/s_0)$ pixels. Considérons maintenant la même galaxie au décalage spectral z , en supposant que sa taille physique n'a pas changé. Elle couvre cette fois-ci une surface de $\theta_{x,z} (= d_1/D_A) \times \theta_{y,z} (= d_2/D_A)$ arcsec², où D_A est la distance diamètre angulaire. Si la taille du pixel est de $s_z \times s_z$ secondes d'arc carrée, l'image de la galaxie telle qu'elle serait vue au décalage spectral z aura une taille de $n_{z,x} (= \theta_{x,z}/s_z) \times n_{z,y} (= \theta_{y,z}/s_z)$ pixels. Pour les différents cas étudiés, j'ai imposé une taille du pixel égale à la fréquence d'échantillonnage minimale dictée par le théorème de Shannon, soit $s_z = \lambda/2D$ secondes d'arc, avec λ la longueur d'onde d'observation et D le diamètre du télescope. La figure 1.11 montre ainsi l'image de NGC 3893 telle qu'elle serait vue à différents décalages spectraux.

Intéressons nous maintenant aux deux autres points, qui sont la magnitude apparente et le changement de bande. On imagine très facilement que plus le décalage spectral z de la galaxie est grand et plus celle-ci sera éloignée. Connaissant la magnitude absolue M de la galaxie dans la bande considérée et la distance luminosité D_L , on aurait dès lors envie d'utiliser l'équation (1.22) de la première partie pour calculer sa magnitude apparente m . Mais un problème se pose, et qui a été évoqué au chapitre 3 de la première partie : la lumière reçue d'une galaxie située à un certain décalage spectral z dans une certaine bande correspond à une lumière émise au repos dans une autre bande. Il faut donc tenir compte d'un terme de changement de longueur d'onde pour déterminer la magnitude apparente réelle de la galaxie. Ceci se fait grâce à l'équation suivante :

$$m = M + 5 \log \left(\frac{D_L}{10} \right) + K(z) \quad (1.1)$$

où $K(z)$ est la *K correction*. $K(z)$ dépend de nombreux paramètres, notamment le type morphologique et la bande d'observation de la galaxie. La figure 1.12 montre $K(z)$ pour différents types morphologiques dans les bandes J, H et K.

Connaissant la magnitude absolue de la galaxie, la distance luminosité D_L et la k-correction $K(z)$, il est possible de déterminer la magnitude apparente de la galaxie et donc son flux (plus précisément le flux dans le *continu*) dans la bande d'observation. Toutefois, pour cette étude, nous sommes surtout intéressés par le flux *dans la raie* $H\alpha$, noté $f_{H\alpha}$. Il est d'usage dans la littérature d'utiliser la **largeur équivalente** EW ⁷ pour donner une valeur de flux dans la raie, et dont la définition est expliquée sur la figure 1.13 : la largeur équivalente est définie comme étant la largeur en longueur d'onde telle qu'on ait $C(\lambda) \times EW = f_{H\alpha}$, où $C(\lambda)$ est le continu au voisinage de la raie. Pour une raie en émission, la largeur équivalente est positive, tandis qu'elle est négative dans le cas d'une raie d'absorption.

Nous connaissons donc le flux dans la raie $H\alpha$. Ce flux se répartit sur l'image $H\alpha$ montrée sur la figure 1.10 à laquelle est superposée le champ de vitesse de la galaxie. Nous pouvons voir sur cette

7. J'utiliserai l'abréviation EW (pour *Equivalent Width* en anglais) dans la suite de cette thèse

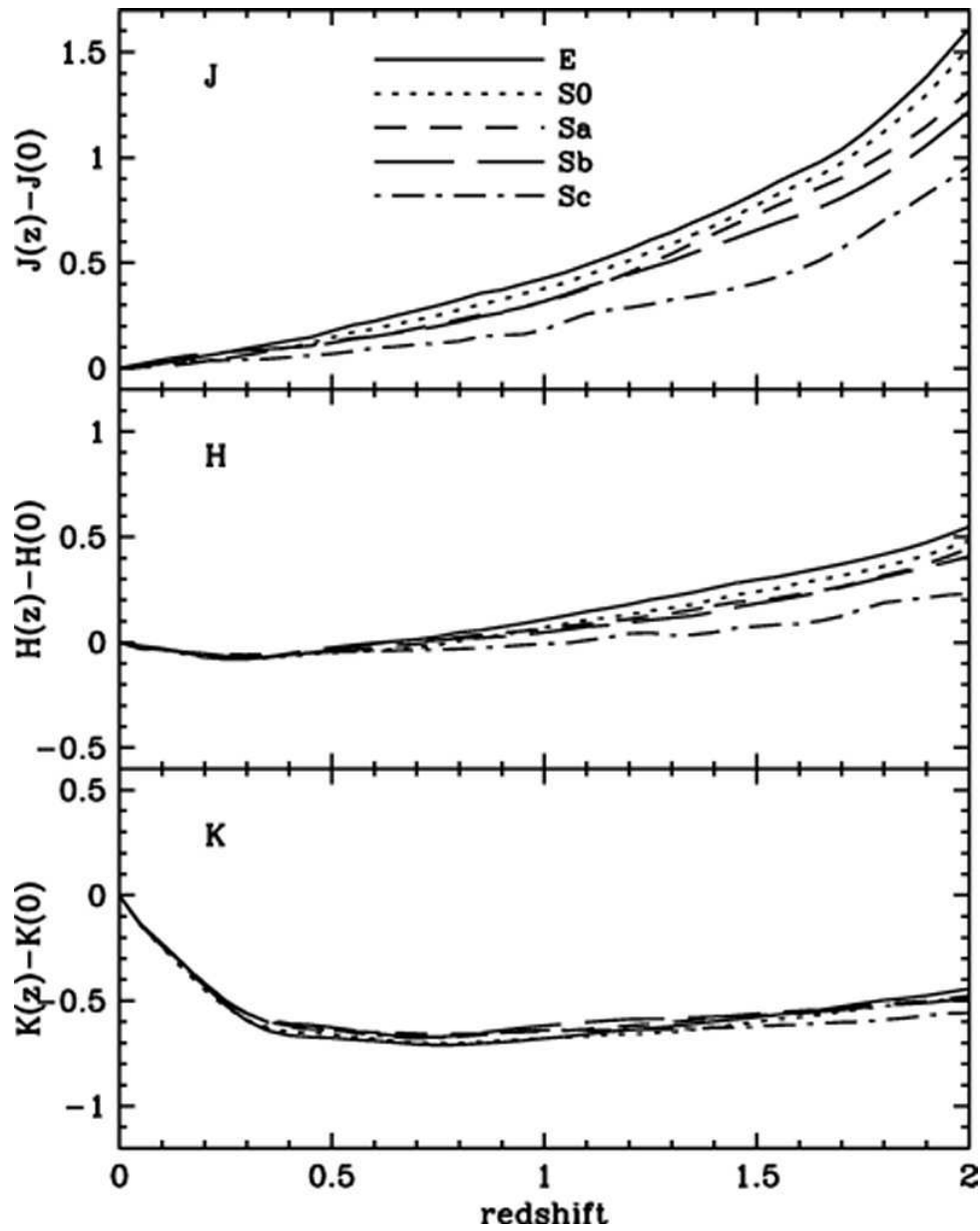


FIG. 1.12 – K -correction $K(z)$ pour différents types morphologiques dans les bandes J, H et K. D'après Mannucci et al. (2001)

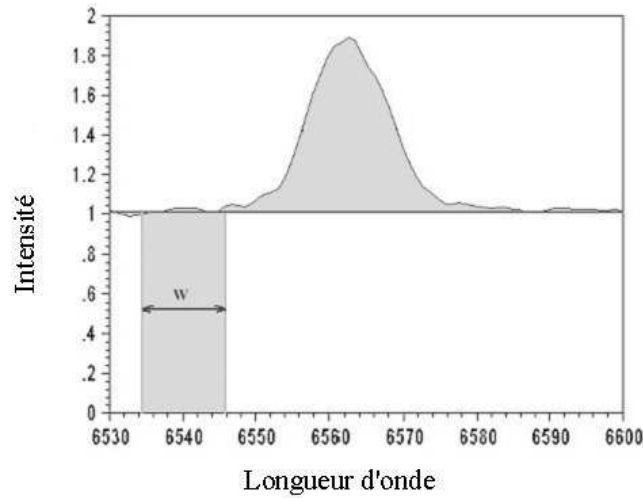


FIG. 1.13 – Définition de la largeur équivalente. La raie a un certain flux F_{raie} positionné au dessus d'un continu $C(\lambda)$. La largeur équivalente EW est définie comme étant la largeur en longueur d'onde telle que l'intégrale du continu sur cette largeur soit égal au flux dans la raie.

image que les deux régions HII situées en bas à gauche de l'image ont des vitesses assez proches ($\approx 890 \text{ km.s}^{-1}$). Aussi, si on suppose qu'on a une résolution spectrale inférieure à 30 km.s^{-1} , et qu'on ne mesure que le flux émis par la raie émise autour de la longueur d'onde $\lambda_0(1 + v/c)$, où v est la vitesse moyenne de ses deux régions, on peut faire l'approximation (suffisante pour cette étude) que le flux échantillonné autour de cette longueur d'onde est le flux seulement émis par ces deux régions.

L'instrument supposé dans cette étude est un spectrographe du même type que GIRAFFE avec des microlentilles d'une certaine taille venant échantillonner spatialement les différentes régions de l'image de la galaxie formée au foyer du télescope. Comme le télescope est situé sous l'atmosphère, l'image au foyer du télescope est la convolution de la distribution d'intensité originale de la galaxie (c'est à dire l'image $H\alpha$ simulée de la galaxie lointaine comme expliqué précédemment) par la FEP. Pour cette étude, j'ai supposé une convolution soit par la FEP correspondant au cas sans correction (résolution spatiale limitée par la turbulence), soit par une FEP corrigée par OA. Dans ce dernier cas, j'ai supposé une OA parfaite (bande passante infinie, signal sur bruit infini) et différents ordres de correction, les modes de correction étant les *polynômes de Zernike* dont je parlerai plus en détail au chapitre 2. La figure 1.14 montre ainsi un agrandissement des deux régions HII étudiées pour différents ordres de correction par OA. On peut y voir que plus la correction est importante, mieux les régions sont séparées, et plus le flux de chaque région est concentré. J'ai alors supposé deux microlentilles centrées sur chaque région et de taille variable, et je me suis intéressé au flux émis par la raie dans ces deux régions et intégré dans les microlentilles.

Intéressons nous justement à la forme de la raie. Si on considère les deux régions HII évoquées ci-dessus, il y règne une agitation d'origine diverse (thermique, collision), qui fait que la raie est élargie. Le profil de la raie est alors un profil *Doppler*, dont la caractéristique est une forme gaussienne avec une largeur à mi-hauteur $FWHM_V$ directement liée à la *dispersion de vitesse* σ_V qui y règne. Le spectrographe équipant FALCON va disperser spectralement cette raie. Ce spectrographe peut se caractériser par sa fonction d'appareil qui est le plus souvent une gaussienne, et dont la largeur à mi-hauteur est égale à $\Delta\lambda_S = \lambda_0/R$, R étant la *résolution spectrale* du spectrographe et λ_0 la longueur d'onde centrale de la raie. Il en résulte qu'au niveau du détecteur, la forme de la raie

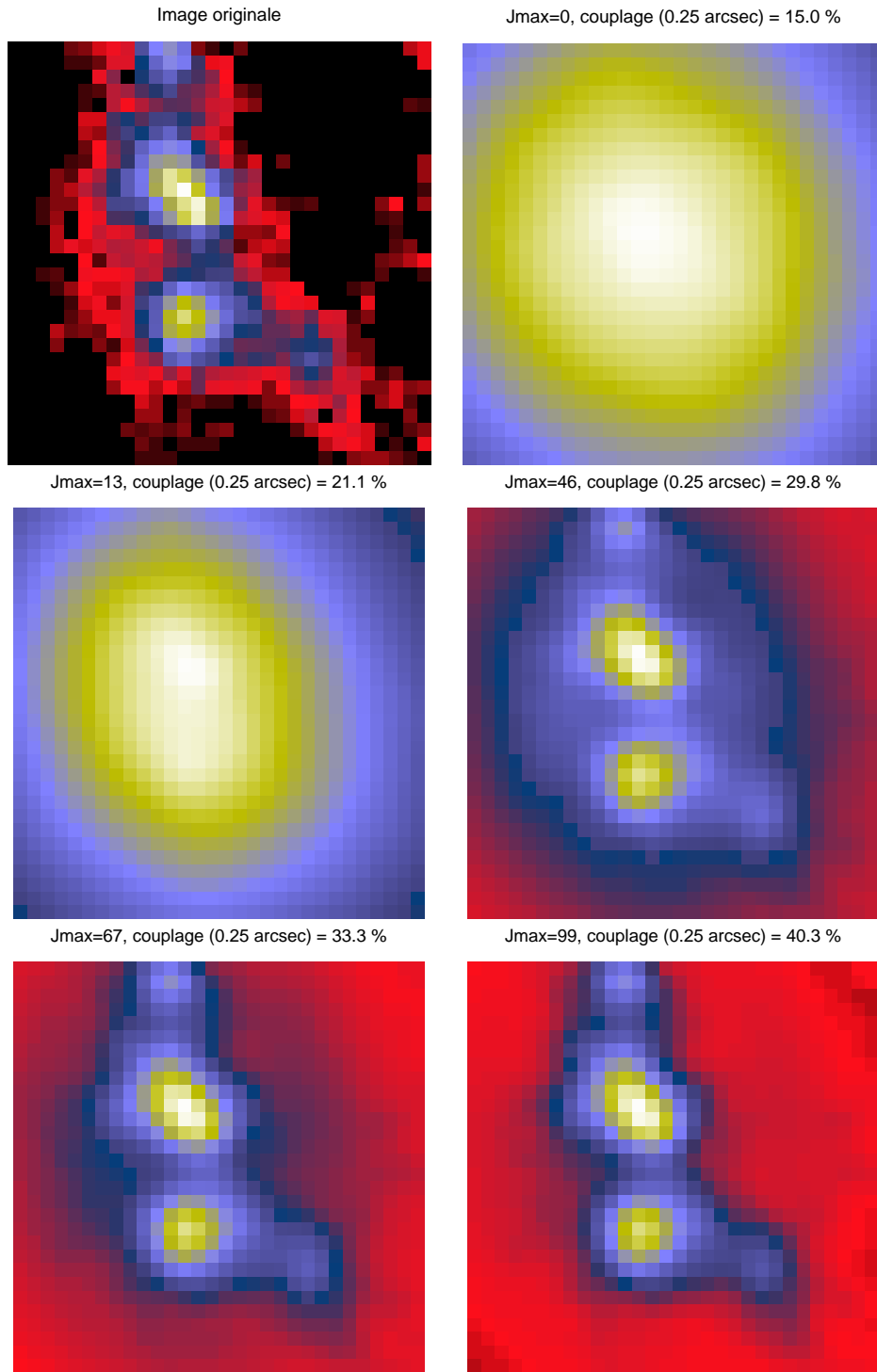


FIG. 1.14 – Image des deux régions HII après convolution par la FEP pour différents ordres de correction par OA. L'image en haut à gauche correspond à une résolution angulaire infinie. Le cas $j_{\max} = 0$ correspond au cas sans correction par OA (résolution angulaire limitée par la turbulence). Les autres images correspondent à des ordres de correction croissants. Pour chaque ordre de correction, le couplage dans une ouverture carrée de 0.25 arcsec de côté est indiqué. Les observations sont supposées en bande J ($z = 0.9$), télescope de 8 mètres de diamètre, seeing de 0.81 arcsec @ $\lambda = 0.5\mu\text{m}$. La taille physique de la galaxie est la même à ce décalage spectral qu'aujourd'hui.

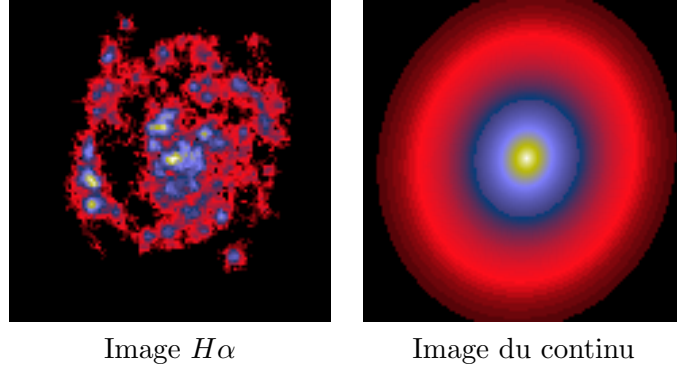


FIG. 1.15 – Image $H\alpha$ et image du continu modélisée pour NGC 3893 si elle était vue à $z = 0.9$ (bande J) avec une taille physique identique à sa taille actuelle.

est une gaussienne de largeur à mi-hauteur totale $FWHM_{tot} = \sqrt{FWHM_V^2 + \Delta\lambda_S^2}$, et d'écart-type $\sigma_{tot} = FWHM_{tot}/2.354$. Donc, si on appelle $F_{H\alpha}$ le flux total de la raie, son profil $f(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde peut s'écrire :

$$f(\lambda) = \frac{F_{H\alpha}}{\sigma_{tot}\sqrt{2\pi}} \exp - \frac{(\lambda - \lambda_0)^2}{2\sigma_{tot}^2} \quad (1.2)$$

Le flux s'étale dans deux directions sur le détecteur : dans la direction horizontale (correspondant à la dispersion spectrale) et dans la direction perpendiculaire (correspondant à la dispersion spatiale). Aussi, comme le but de cette étude est de quantifier le gain en RSB spectral fourni par l'OA, il faut donc déterminer $N_{H\alpha}$, qui est le nombre d'électrons par pixel spectral du CCD. Si on appelle $\Delta\lambda$ l'échantillonnage spectral du CCD, S_{tot} la surface du télescope, T_{exp} le temps d'exposition et T_{tot} la transmission totale du système (rendement quantique du détecteur inclus), le nombre d'électrons sur le pixel spectral centré sur la longueur d'onde λ_0 est égal à :

$$N_{H\alpha} = 2 \int_0^{\Delta\lambda/2} f(\lambda) d\lambda \times S_{tot} \times T_{exp} \times T_{tot}/hc$$

h étant la constante de Planck et c la célérité de la lumière.

Nous connaissons donc le nombre d'électrons reçus de la raie sur un pixel spectral du détecteur. Toutefois, le nombre total d'électrons reçus est en fait la somme de deux termes : non seulement le nombre d'électrons émis par la raie, mais aussi le nombre d'électrons émis par le continu de la galaxie.

Comme nous l'avons vu plus haut, le continu de la galaxie est directement relié à la magnitude apparente de la galaxie dans la bande considérée. Mais ce continu ne se répartit pas de façon uniforme sur la galaxie : nous savons en effet que le profil d'intensité des disques des galaxies spirales suit une décroissance exponentielle de la forme $I(r) \propto \exp^{-r/r_d}$ (équation 2.6 de la partie I). Baggett et al. (1998) ont calculé la valeur physique du rayon de disque $R_{D,z=0}$ pour la galaxie NGC 3893 (voir la table 1.1). Il est alors possible de calculer la valeur angulaire du rayon de disque $R_{D,z}$ lorsque la galaxie est située au décalage spectral z par la relation $R_{D,z} = R_{D,z=0}/D_A$, où D_A est la distance diamètre angulaire. On peut alors construire la carte du continu en utilisant la distribution exponentielle d'intensité des disques, l'angle de position PA et l'inclinaison i de la galaxie (voir la table 1.1), et en la normalisant de façon à avoir un flux dans le disque égal au flux donné par la magnitude apparente de la galaxie dans la bande considérée. La figure 1.15 montre ainsi l'image $H\alpha$ ainsi que la distribution d'intensité du continu pour le cas où la galaxie serait vue à $z = 0.9$ (observation en bande J). Toutefois, cette distribution d'intensité suppose une résolution angulaire infinie.

Il faut donc là encore convoluer la distribution d'intensité du continu par la FEP avant de l'intégrer dans la microlentille pour connaître le flux f_{cont} reçu de cette région du continu. Ainsi, si f_{cont} est le flux intégré dans la microlentille centrée sur la région HII d'intérêt (en $ph/sec/cm^2/\text{\AA}$), le nombre d'électrons N_{cont} en sortie du CCD dus au continu vaut alors $N_{cont} = f_{cont} \times S_{tot} \times T_{exp} \times \Delta\lambda \times T_{tot}/hc$.

Nous connaissons donc le nombre d'électrons dus à la raie et dus au continu en sortie du détecteur par pixel spectral. Nous pouvons dès lors calculer le RSB par pixel spectral. Cela nécessite de connaître toutes les sources de bruit venant perturber la mesure. Celles-ci sont décrites dans les prochains sous-paragraphe.

Bruit de photons de la source

Le nombre de photons reçu de la source subit en tant que tel une perturbation, nommée *bruit de photons*. Comme ce nombre de photons est une variable aléatoire discrète, on peut montrer qu'il suit une loi de Poisson. Ainsi, si on a reçu N_S photons de la source, la fluctuation associée aura une variance $\sigma_S^2 = N_S$.

Bruit de photon du fond

Le flux émis par la source se superpose à un fond, qui subit lui aussi des fluctuations, et qui va donc perturber la mesure. Ce fond a deux origines : un fond thermique, principalement dû à l'émission thermique des optiques du télescope et de l'instrument, et un fond provenant des différentes émissions ayant lieu dans l'atmosphère. Les effets se manifestant dans les deux cas par une émission de photons, il en résulte que le fond total aura aussi un bruit de photons associé, qui sera la somme de ces deux bruits.

Dans le cas du fond thermique, celui-ci peut se modéliser comme un corps noir de température, émissivité et surface émettrice données.

Pour le fond de ciel, les choses se compliquent. Nous avons vu en effet dans la section 1.4 de la partie II que le fond de ciel dans l'infrarouge est dominé par une émission de raies OH très intenses qui se superposent à un continu, l'émission due aux raies OH étant surtout dominante à partir de $1\mu m$. Même s'il est important de pouvoir observer entre les raies OH (d'où une résolution spectrale $R \geq 5000$), il y aura toujours le continu de l'atmosphère qui viendra quand même perturber la mesure.

La valeur du fond du ciel est une quantité très variable. Je me suis précisément intéressé au continu de l'atmosphère en regardant différentes valeurs dans la littérature. Ainsi, Maihara et al. (1993) avaient mesuré le continu pour des longueurs d'onde de 0.85 et 1.65 μm à l'observatoire de Mauna Kea (Hawaï), et trouvaient respectivement une valeur de 130 et 590 $phot/s/m^2/\mu m/arcsec^2$. Du côté de l'observatoire du Cerro Paranal, nous avons pu obtenir la valeur du continu à 3 longueurs d'onde. La valeur moyenne du continu à $\lambda = 0.825 \mu m$ déterminée à partir d'observations ISAAC (source : François Hammer) était de 300 $phot/s/m^2/\mu m/arcsec^2$ pour une longueur d'onde $\lambda = 0.825 \mu m$. Dans le proche infrarouge, Cuby (2000) trouvent respectivement un continu de 1200 $phot/s/m^2/\mu m/arcsec^2$ pour $\lambda = 1.19 \mu m$ (longueur d'onde centrale du filtre J) et 2300 $phot/s/m^2/\mu m/arcsec^2$ pour $\lambda = 1.65 \mu m$ (longueur d'onde centrale du filtre H). Cette dernière valeur est 4 fois supérieure à la valeur de Maihara et al. (1993). Ces différences ne sont pas étonnantes, dans la mesure où le fond de ciel dépend d'énormément de paramètres (humidité, lumière zodiacale, phase de la lune, activité solaire, etc...).

Afin de pouvoir déterminer la valeur du continu à une longueur d'onde quelconque, j'ai donc utilisé les trois mesures ci-dessus pour déterminer un modèle du continu du ciel. La figure 1.16 montre que les trois mesures points sont quasiment alignés sur une droite, dont l'équation obtenue est, après régression linéaire:

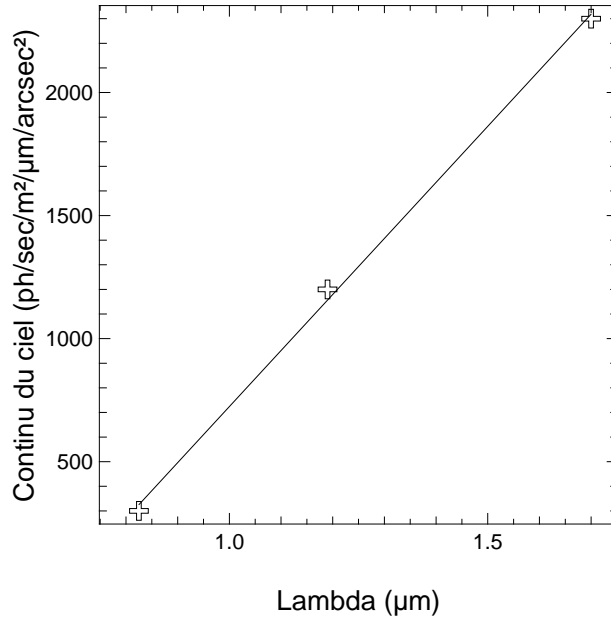


FIG. 1.16 – *Modèle de continu du ciel déterminé à partir des mesures ISAAC ($\lambda = 0.825\mu\text{m}$) et des valeurs de Cuby (2000) ($\lambda = 1.25$ et $1.65\mu\text{m}$). Ces mesures sont indiquées par les croix sur la figure. La droite en trait plein correspond au modèle de continu du fond de ciel (équation 1.3).*

$$Ciel(\lambda) = 2277.49 \times \lambda - 1553.63 \quad (1.3)$$

où $Ciel(\lambda)$ est en $\text{phot/sec/m}^2/\mu\text{m/arcsec}^2$ et λ est en microns.

Cette expression, bien que totalement empirique, permet toutefois de donner une première approximation du continu dans le fond de ciel à une longueur d'onde quelconque.

Aussi, si on appelle N_F le nombre de photons reçu du fond (ciel + fond thermique du télescope et de l'instrument) pendant une observation, ce signal étant poissonnien, il aura alors un bruit associé, de variance $\sigma_F^2 = N_F$.

Bruits de détecteur

Les détecteurs placés au foyer des instruments ne sont pas parfaits. La grandeur délivrée en sortie d'un élément du détecteur (en général un nombre d'électrons) est aussi bruitée. Ce bruit a plusieurs causes.

La première est le courant d'obscurité⁸ qui est dû à l'agitation thermique régnant dans le détecteur. Il est généralement exprimé en électrons par seconde par pixel (notation : $e^-/\text{sec}/\text{pix}$). Sa valeur est en général très faible. A titre d'exemple, sur l'instrument GIRAFFE, le courant d'obscurité vaut $DC = 1/3600\text{ }e^-/\text{s}/\text{pix}$. Si on appelle $N_D = DC \times T$ le nombre d'électrons dus au courant d'obscurité émis au bout d'un certain temps d'observation T , ce signal étant aussi poissonnien (du fait de la nature discrète des électrons), il aura un bruit associé de variance $\sigma_D^2 = N_D$.

8. *Dark Current* (**DC**) en anglais

La deuxième cause de bruit venant affecter le signal en sortie d'un élément du détecteur est ce qu'on appelle *le bruit de lecture* ("Read Out Noise" en anglais). En effet, pour éviter la saturation du détecteur, il est nécessaire de "vider" régulièrement les électrons stockés dans les éléments du détecteur, notamment pour les récepteurs type CCD. A chaque lecture du détecteur, un transfert de charges va avoir lieu, qui va être accompagné d'une fluctuation. Cette fluctuation, qui est justement le bruit de lecture, est une grandeur aléatoire de variance σ_L^2 . L'unité de σ_L est l'électron par pixel (notation : e^-/pix). Par exemple, le détecteur CCD placé au foyer de GIRAFFE a un bruit de lecture $\sigma_L = 4.2 e^-/pix$.

Ces deux bruits dont les effets s'ajoutent vont alors perturber le signal en sortie du détecteur.

Nous connaissons donc toutes les sources de bruit venant perturber la mesure en spectroscopie. On peut alors définir le *Rapport Signal sur Bruit* par élément de résolution spatiale et par pixel spectral, qui s'écrit :

$$RSB = \frac{N_{H\alpha} + N_{cont}}{\sqrt{N_{H\alpha} + N_{cont} + N_F + N_{pix,spat}(N_D + N_{exp}\sigma_L^2)}} \quad (1.4)$$

avec :

- N_F le nombre d'électrons dus au fond (thermique et ciel)
- N_D le nombre d'électrons dus au courant d'obscurité
- N_{exp} le nombre total de poses
- σ_L le bruit de lecture (en e^-/pix)
- $N_{pix,spat}$ le nombre de pixels sur lequel le flux est dispersé dans la direction spatiale sur le détecteur.

Dans cette équation, le nombre d'électrons de la raie $N_{H\alpha}$ et du continu N_{cont} correspondent au flux rentrant dans la microlentille centrée sur la région HII considérée, il est directement reliée aux quantités mesurées. Toutefois, quand on regarde la figure 1.14, on constate qu'il est difficile voire impossible de séparer angulairement les deux régions lorsque le nombre de modes corrigés sera faible ($J_{max} \leq 13$). En effet, la convolution entraîne une "dilution" spatiale du flux, et il en résulte que le flux rentrant dans la microlentille sera dû non seulement au flux émis par la région HII, mais aussi à une "pollution" due au flux provenant des régions voisines. Aussi j'ai choisi de définir un autre rapport signal sur bruit, que j'appelle **utile** cette fois-ci, et qui correspond réellement au gain fourni par l'OA sur le flux issu de la région échantillonnée par la microlentille. Celui-ci s'écrit :

$$RSB_{utile} = \frac{N_{H\alpha,utile} + N_{cont,utile}}{\sqrt{N_{H\alpha} + N_{cont} + N_F + N_{pix,spat}(N_D + N_{exp}\sigma_L^2)}} \quad (1.5)$$

L'équation (1.5) montre que le RSB utile est en fait une limite inférieure du RSB sur la mesure, puisqu'on ne considère que le flux effectivement dû à la région dans le numérateur. Cette notion de "flux utile" s'applique aussi pour le continu et est expliquée plus en détail sur la figure 1.17. Notons au passage que le dénominateur est le même dans les équations (1.4) et (1.5), puisque même dans le cas du RSB utile, le dénominateur doit faire apparaître tous les termes de bruit. Les informations qui nous intéressent, à savoir la raie et le continu, sont en effet chacune perturbées par un bruit qui est la somme de deux termes : le bruit de photon du signal utile, et le terme dû à la pollution spatiale expliquée précédemment. Du fait des propriétés de la convolution, la somme de ces deux termes est égale au bruit de photon total sur la mesure, expliquant ainsi les dénominateurs semblables dans les deux équations.

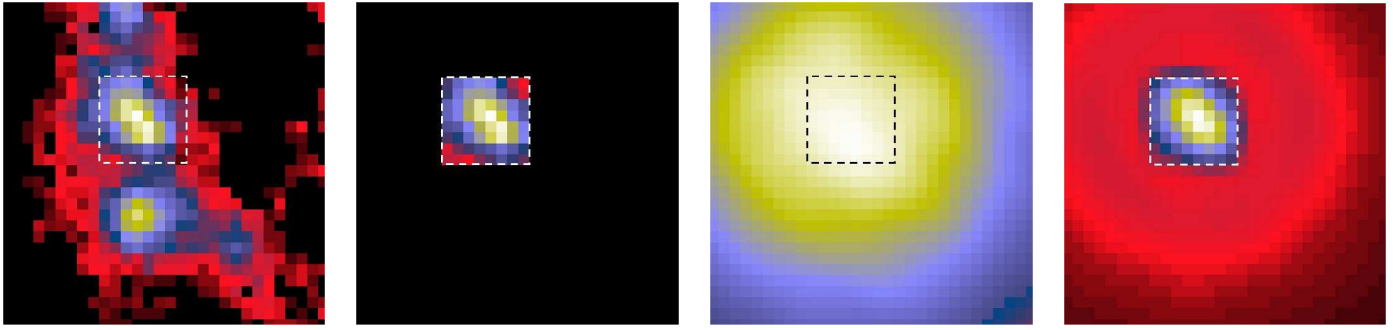


FIG. 1.17 – *Explication de la notion de "flux utile". L'image à gauche montre la région de la galaxie émettant la raie $H\alpha$ examinée par le spectrographe. L'image juste à droite montre seulement la région échantillonnée par la microlentille (en pointillés). Les images suivantes correspondent respectivement à l'image convoluée par la FEP turbulente (aucune correction) et par la FEP corrigée par OA (61 modes corrigés). Le flux utile de la raie est alors égal au flux rentrant dans la microlentille après convolution par la FEP. Le principe est le même pour le flux utile issu du continu.*

Les électrons provenant du fond ont deux origines : le fond thermique et le fond de ciel. Pour le premier terme, j'ai approximé le télescope par un corps noir de température 273K. Pour le second terme, j'ai utilisé la formule empirique donnée dans l'équation 1.3 qui donne le continu du ciel en $ph/cm^2/s/\text{\AA}$ en fonction de la longueur d'onde.

J'ai supposé une transmission totale (atmosphère+télescope+instrument+détecteur) de 13% à $1.25 \mu m$ (bande J) et 19% à $1.65 \mu m$ (bande H). Ces valeurs correspondent aux transmissions relevées sur le site web de l'ESO pour l'instrument ISAAC. Le détecteur a un courant d'obscurité de $0.5 e^-/s/pix$ et un bruit de lecture de $10 e^-/pix$, ce qui correspond également aux caractéristiques du détecteur équipant ISAAC.

Connaissant tous ces termes, il est dès lors possible de calculer le RSB par pixel spectral. Les résultats pour les différents cas astrophysiques évoqués précédemment sont donc présentés dans le prochain paragraphe.

1.6.3 Résultats

J'ai supposé pour les différents cas étudiés que les régions HII avaient une dispersion de vitesse $\sigma_V = 30$ km/s. La dispersion en longueur d'onde correspondante est alors $\sigma_{\lambda,V} = \lambda_0 \times \sigma_V/c$, où c est la célérité de la lumière. Le spectrographe avait quant à lui une résolution spectrale $R = 10000$, permettant justement de résoudre la dispersion de vitesse des régions HII.

Cas n° 1 : galaxie vue à $z = 0.9$, mêmes propriétés physiques qu'aujourd'hui

On considère pour ce cas que la galaxie observée est située à $z = 0.9$ et que sa taille est identique à la taille de la galaxie observée dans l'univers local. L'image correspondante est montrée sur la figure 1.11, et la galaxie couvre un champ de 1.38×1.57 arcsec².

À $z = 0.9$, la raie $H\alpha$ est vue en bande J. Il faut dans un premier temps estimer la magnitude apparente de la galaxie avant de déterminer le flux dans la raie. Nous voyons sur la table 1.1 que NGC 3893 a une magnitude absolue en bande B $M_B = -20.6$. Nous sommes toutefois intéressés par sa magnitude absolue en bande J. Mannucci et al. (2001) donnent les couleurs $(B - V)$, $(V - K)$,

$(J - H)$ et $(H - K)$ pour différents types morphologiques. NGC 3893 étant une galaxie de type SBc (T=5), on a alors $(B - V) = 0.70$, $(V - K) = 3.03$, $(J - H) = 0.66$ et $(H - K) = 0.25$. Nous pouvons donc utiliser ces valeurs pour connaître la magnitude absolue de cette galaxie en bande J. On trouve ainsi une magnitude absolue au repos $M_J = -23.42$. Pour une galaxie de type Sc, la *K-correction* vaut $K(z) = 0.155$ à $z = 0.9$. On peut donc utiliser le décalage spectral pour calculer la distance luminosité D_L , puis calculer la magnitude apparente à l'aide de l'équation (1.1). On trouve ainsi $J = 20.41$, correspondant à 1.37×10^{-6} ph/cm²/s/Å.

A partir du flux dans le continu, il est possible de calculer le flux dans la raie $H\alpha$. Il faut pour cela connaître la largeur équivalente de la raie. Kennicutt (1992b) montre que pour une galaxie "normale" de type Sc dans l'univers local, la largeur équivalente de la raie $[OII]\lambda 3727\text{\AA}$ vaut $EW(OII) = 17.4\text{\AA}$, et trouve qu'il y a une corrélation entre sa largeur équivalente et celle $EW(H\alpha)$ de la raie $H\alpha$, de la forme $EW(H\alpha) = 2.5 \times EW(OII)$. On trouve ainsi une largeur équivalente $EW(H\alpha) = 43.5\text{\AA}$ au repos, ce qui est compatible avec la valeur de largeur équivalente $H\alpha$ donnée plus récemment par James et al. (2004). De plus, comme la galaxie est située à $z = 0.9$, la largeur équivalente doit être multipliée par un facteur $(1 + z)$, ce qui donne au final $EW(H\alpha) \approx 83\text{\AA}$. Ceci permet alors de calculer le flux dans la raie, et de le distribuer ensuite dans l'image $H\alpha$ de la galaxie.

Etant donné qu'on suppose que les régions HII ont une dispersion de vitesse de 30 km/s, et que le spectrographe a une résolution spectrale $R = 10000$, on arrive donc à une largeur à mi-hauteur pour la raie totale de $FWHM = 3.2\text{\AA}$. J'ai supposé que le détecteur avait un échantillonnage spectral $\Delta\lambda = 0.3\text{\AA}$ et que le nombre de pixels dans la direction spatiale était égal à $N_{pix,spat} = 3$ (ceci correspond aux caractéristiques de l'échantillonnage sur GIRAFFE). Il y a ainsi environ 11 pixels qui échantillonnent la raie dans la direction spectrale.

Nous avons vu qu'il faut aussi calculer la distribution spatiale d'intensité du continu. La table 1.1 montre que le rayon de disque vaut $R_D = 1.84$ kpc. A $z = 0.9$, cela correspond à un angle de $R_D/D_A = 0.25$ arcsec. Cette valeur, l'inclinaison et l'angle de position de la galaxie ainsi que sa magnitude en bande J sont alors utilisées pour calculer la distribution d'intensité du continu.

Il est alors possible de calculer les RSB sur la raie à l'aide des équations (1.4) et (1.5). J'ai considéré 3 dimensions de microlentilles : 0.075, 0.100 et 0.125 arcsec de côté, correspondant respectivement à des résolutions angulaires de 0.15, 0.20 et 0.25 arcsec. Le temps de pose allait de 1 heure à 8 heures, avec un temps de pose unitaire de 1 heure. Les résultats pour cette galaxie sont présentés sur la figure 1.18, qui montre les RSB spectroscopiques sur la mesure et utiles en fonction du couplage dans la microlentille. La variation du couplage est due à un niveau variable de correction par OA, la valeur la plus basse correspondant au cas non-corrigé. Sur chaque figure, la ligne en pointillés correspond à un RSB (sur la mesure ou utile) égal à 3.

Comme il l'a été dit plus haut, c'est surtout le *RSB utile* qui permet réellement de quantifier le gain apporté par la correction par OA, et on considère en général qu'un RSB supérieur ou égal à 3 correspond à une mesure correcte. La figure 1.18 montre qu'il est possible d'obtenir une telle valeur de RSB utile pour une taille de microlentille de 0.1 arcsec (correspondant à une résolution angulaire de 0.2 arcsec), à condition d'avoir un couplage supérieur ou égal à 38%, et en posant 8 heures. On arrive à la même performance en posant 6 heures, mais il faut dans ce cas un couplage minimum de 42%. On peut obtenir la même valeur minimale de RSB pour une microlentille de 0.125 arcsec (la résolution angulaire vaut alors 0.25 arcsec), à condition cette fois-ci d'avoir un couplage minimal de 33% et en posant 8 heures, ou bien en ayant un couplage de 45% et en posant 3 heures. Il est par contre impossible d'arriver à un tel RSB avec une microlentille de 0.075 arcsec (résolution angulaire de 0.15 arcsec).

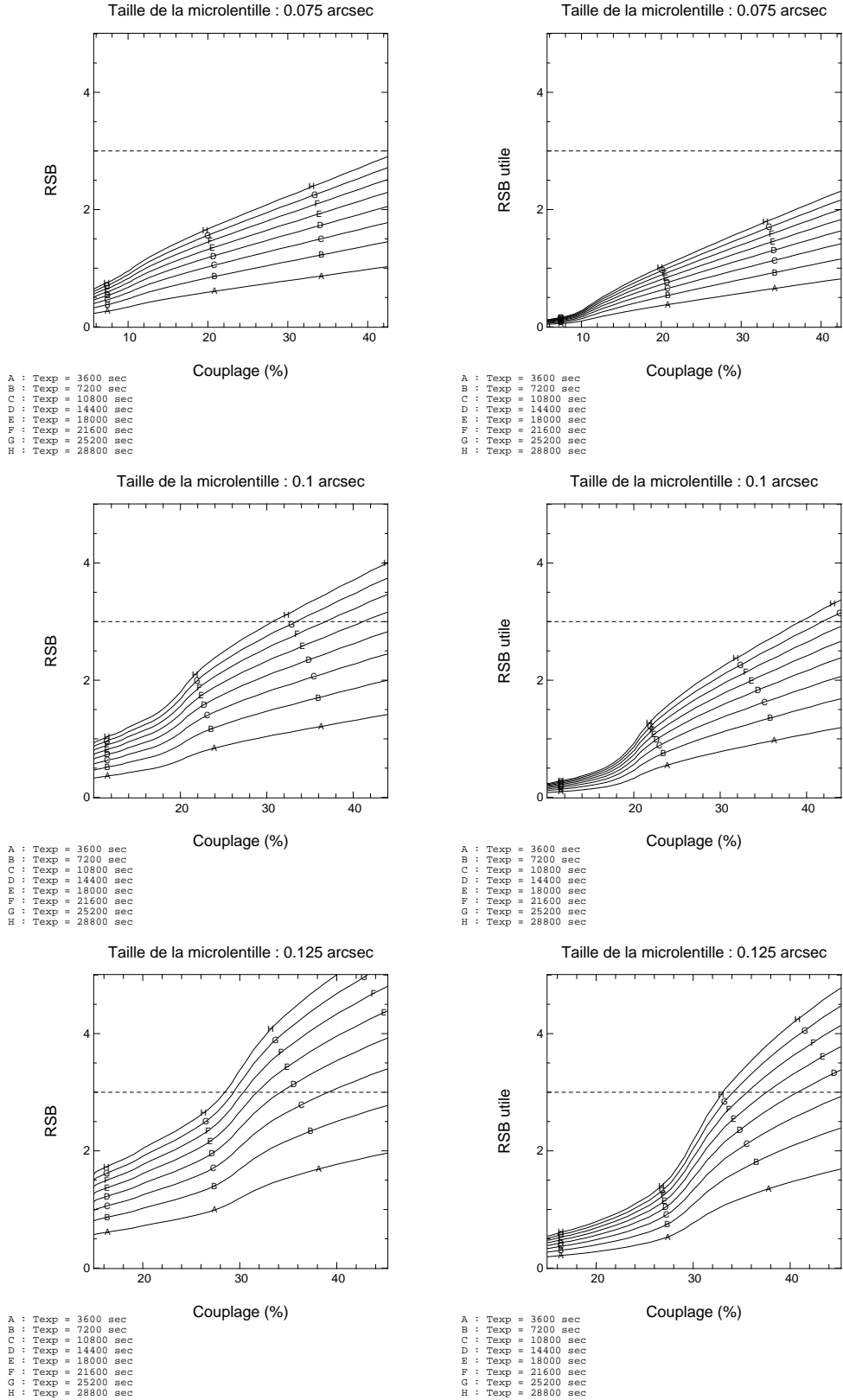


FIG. 1.18 – *RSB spectroscopique de la mesure (à gauche) et utile (à droite) sur la raie $H\alpha$ ($EW \approx 83 \text{ \AA}$) pour différentes tailles de microlentilles en fonction du couplage dans une ouverture de dimension double. Les courbes correspondent à la moyenne des RSB sur chaque microlentille pour des temps d'exposition allant de 1 heure à 8 heures. La ligne en pointillés correspond à $RSB = 3$.*

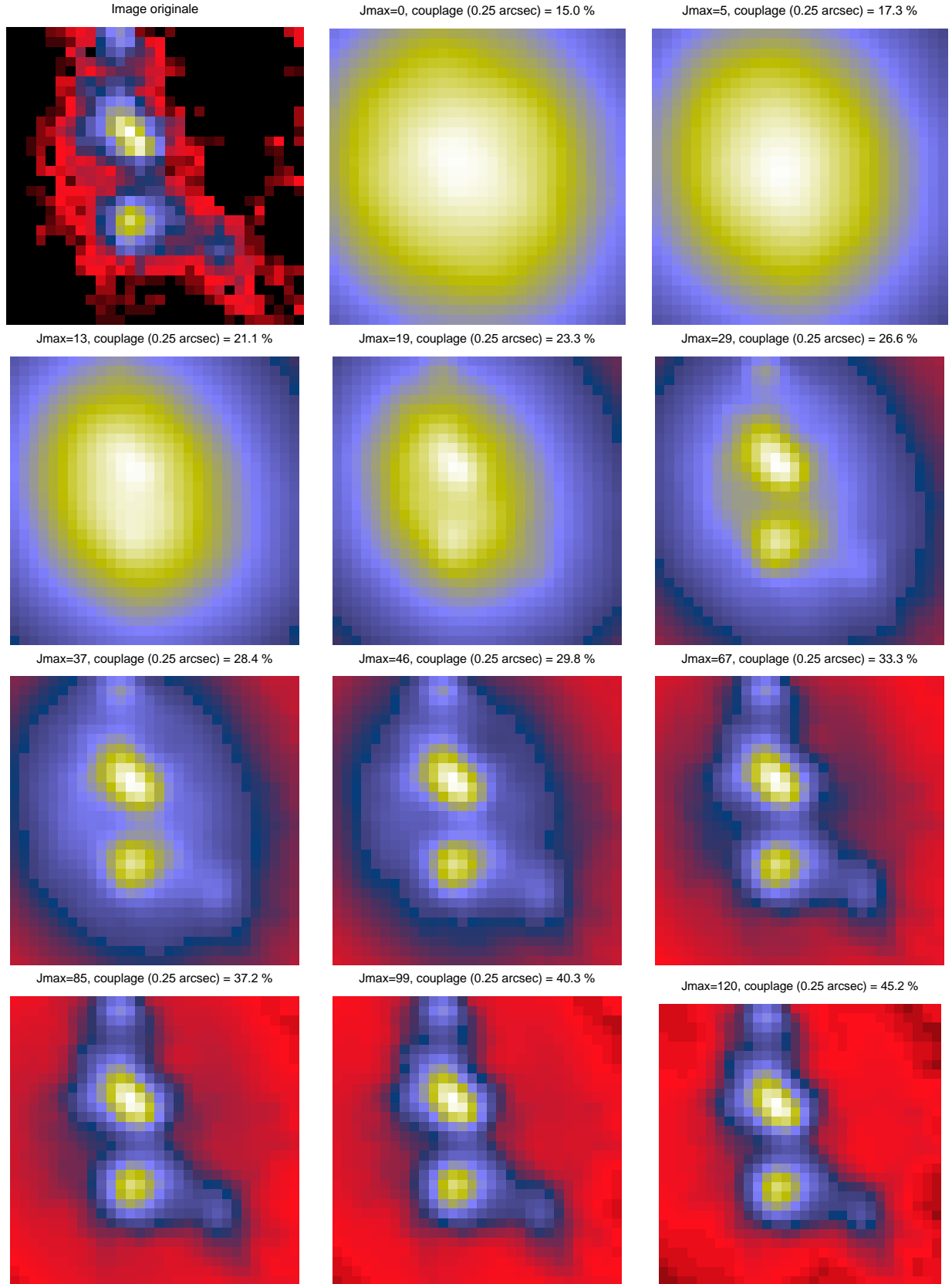


FIG. 1.19 – Images des deux régions HII pour différents niveaux de correction par OA. Le titre de chaque figure montre le nombre de modes corrigés et le couplage correspondant dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$. Le champ est de $0.48 \times 0.48 \text{ arcsec}^2$ ($\approx 4 \times 4$ microlentilles de 0.125 arcsec de côté).

Comme nous l'avons vu, la variation en couplage est due à un niveau variable de correction par OA, et la section 1.5 a montré comment la résolution spatiale s'améliore avec la correction. Si on suppose que notre but est de différencier spatialement les deux régions HII, on voit que les deux régions sont aisément séparées pour un couplage dans $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ supérieur ou égal à 28%. Nous avons vu qu'il faut de toute façon un couplage minimum de 33% pour avoir un RSB utile de 3, donc les deux régions seront séparées pour cette dernière valeur de couplage. Le couplage correspondant dans une ouverture de $0.20 \times 0.20 \text{ arcsec}^2$ est alors de 28%, valeur insuffisante pour arriver à un RSB utile de 3 dans une ouverture de cette dimension.

Cette première étude montre donc qu'un instrument comme FALCON permettrait aisément de récupérer l'information dynamique d'une galaxie spirale située à $z = 0.9$ avec les mêmes propriétés physiques (dimension et luminosité) qu'une galaxie actuelle. Il semble notamment possible d'arriver à résoudre $\sigma = 30 \text{ km.sec}^{-1}$ sur la raie $H\alpha$ avec un RSB minimum de 3, avec une résolution angulaire d'au moins 0.2 arcsec . Il faut pour cela arriver à concentrer 38% du flux de la FEP dans $0.20 \times 0.20 \text{ arcsec}^2$, et de poser au moins 6 heures. On peut arriver à une même valeur de RSB utile en acceptant une résolution moindre de 0.25 arcsec . Dans ce cas, il faut au moins arriver à concentrer 33% du flux de la FEP et poser 8 heures, sachant qu'un couplage de 45% permet d'atteindre la même valeur de RSB au bout de 3 heures de pose.

Nous avons toutefois vu dans la première partie que les galaxies lointaines ont des propriétés très différentes des galaxies de l'univers local. Aussi je vais m'intéresser dans les prochaines études à des cas astrophysiques plus réalistes.

Cas n° 2 : galaxie vue à $z = 0.9$, flux réajusté en $H\alpha$

La galaxie étudiée dans ce cas a des caractéristiques physiques (taille et magnitude apparente) identiques à la galaxie étudiée précédemment. Mais à la différence de la galaxie précédente, la largeur équivalente de la raie $H\alpha$ n'a pas été prise sur des galaxies de l'univers local. J'ai en effet utilisé les données de Hammer et al. (1997), qui donnent des valeurs de largeur équivalente à partir de mesures spectroscopiques sur les galaxies du CFRS. Ils trouvent ainsi que la largeur équivalente moyenne $EW([OII]3727)$ des galaxies situées à $z = 0.9$ est d'environ 40\AA au repos. Cette largeur équivalente est alors utilisée pour calculer la largeur équivalente $EW(H\alpha)$ à l'aide de la relation de Kennicutt (1992b). Au final, on trouve qu'à $z = 0.9$ la raie $H\alpha$ a une largeur équivalente moyenne de 190\AA , ce qui permet de calculer le flux dans la raie.

Connaissant cette valeur de flux dans la raie, j'ai alors refait les calculs de RSB de la mesure et utile décrits au paragraphe précédent. Les résultats sont montrés sur la figure 1.20. On peut y voir cette fois-ci qu'il est possible d'avoir un RSB utile supérieur ou égal à 3 pour une taille quelconque de microlentille. Sachant qu'il faut au moins un couplage de 28% dans $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ pour pouvoir séparer les régions HII, on voit alors qu'on peut atteindre un RSB minimum de 3 en posant cette fois-ci 5 heures. Un tel couplage correspond respectivement à 14% pour une ouverture de 0.15 arcsec de côté et 18% pour une ouverture de 0.20 arcsec de côté. Ces deux valeurs sont dans tous les cas insuffisantes pour arriver à un RSB utile de 3 pour ces tailles d'ouverture. Par contre, si on regarde ce qui se passe avec un couplage de 33% (correspondant au couplage minimum évoqué dans le cas précédent), on voit qu'un temps de pose minimal de 2 heures suffit à atteindre un RSB utile de 3, valeur pouvant augmenter jusqu'à 7 en posant 8 heures. Les couplage correspondants dans une ouverture carrée de $0.15 \times 0.15 \text{ arcsec}^2$ et $0.20 \times 0.20 \text{ arcsec}^2$ sont respectivement de 27% et 29%. Nous voyons sur les courbes correspondantes de la figure 1.20 qu'il est alors possible d'atteindre avec de telles valeurs de couplage un RSB utile de 3 respectivement au bout de 7 heures de pose (ouverture de 0.15 arcsec de côté) et de 3 heures de pose (ouverture de 0.20 arcsec de côté).

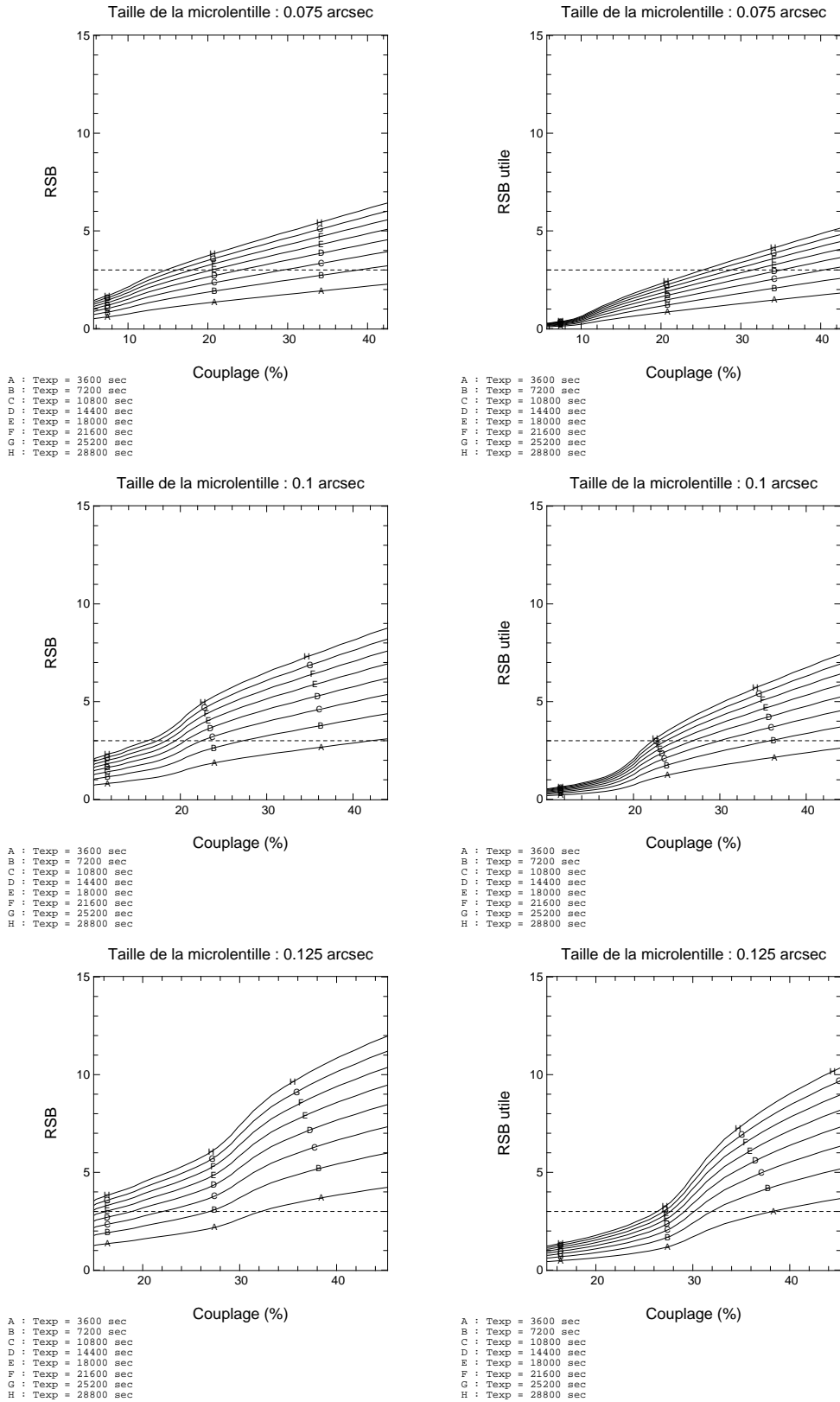


FIG. 1.20 – *RSB spectroscopique de la mesure (à gauche) et utile (à droite) sur la raie $H\alpha$ ($EW = 190 \text{ \AA}$) pour différentes tailles de microlentilles en fonction du couplage dans une ouverture de dimension double. Les courbes correspondent à la moyenne des RSB sur chaque microlentille pour des temps d'exposition allant de 1 heure à 8 heures. La ligne en pointillés correspond à $RSB = 3$.*

Nous avons donc vu dans cette étude que FALCON devrait permettre d'atteindre un RSB utile de 3 sur la raie $H\alpha$ observée en bande J pour une galaxie située à $z = 0.9$ avec la même taille physique que la galaxie située à l'univers local, et un flux dans la raie $H\alpha$ cohérent avec les observations faites sur les galaxies lointaines. Ces caractéristiques correspondent aux grandes galaxies spirales telles que les LIRGs étudiées au chapitre 3 de la première partie. Il semble alors possible de pouvoir récupérer l'information dynamique sur ces galaxies avec une résolution en vitesse de 30 km/s et une résolution spatiale d'au moins 0.15 arcsec.

Comme la première partie l'a montré, les galaxies lointaines dans le passé étaient plus petites et avaient une brillance de surface plus élevée. Aussi je considère dans la prochaine étude une galaxie plus petite, couvrant une surface apparente de 1 arcsec².

Cas n° 3 : galaxie vue à $z = 0.9$, surface de 1 arcsec²

Pour ce cas-ci, on considère que la galaxie observée à $z = 0.9$ est plus petite que la galaxie de l'univers proche. J'ai imposé qu'elle couvre un champ de 1 arcsec² (précisément 1.07×0.94 arcsec², environ 8×7 kpc²). La magnitude apparente étant toujours la même, le flux dans la raie $H\alpha$ est aussi le même (la largeur équivalente ne change pas), par contre la brillance de surface est plus importante.

La figure 1.21 montre là encore le RSB sur la mesure et utile en fonction du couplage dans une ouverture de taille double de la microlentille. On constate aussi sur ce cas que les trois tailles de microlentilles permettent d'atteindre un RSB utile minimal de 3. Du point de vue de la résolution angulaire, la figure 1.22 montre que les deux régions sont séparées à partir d'un couplage minimal d'environ 27% dans une ouverture de 0.25 arcsec de côté. Cette valeur de couplage permet d'atteindre un RSB utile de 3 au bout de 3 heures de pose, et une valeur de 5 au bout de 8 heures de pose. Si on considère le couplage de 33% évoqué dans les paragraphes précédents, celui-ci permet d'atteindre un RSB utile de 3 après 1 heure de pose, et un RSB maximal de 10 après 8 heures de pose. Les couplages correspondants pour les ouvertures de taille inférieure permettent d'atteindre la même valeur de RSB utile au bout de 2 heures (résolution de 0.15 arcsec) et $\approx 1h30$.

Ces trois études ont donc montré qu'il est possible avec FALCON d'obtenir un RSB minimal de 3 sur des galaxies situées à $z = 0.9$ avec différentes caractéristiques physiques. Une résolution angulaire de 0.25 arcsec (correspondant à des microlentilles de 0.125 arcsec de côté) permet en particulier d'observer toutes les configurations physiques avec des temps de pose d'une durée inférieure à 8 heures, sachant qu'il est possible d'avoir une résolution spatiale meilleure (0.20, voire 0.15 arcsec) à condition d'augmenter le couplage et donc les performances de l'Optique Adaptative. Il semble donc possible d'arriver à résoudre 30 km/s avec une résolution spatiale de 0.25 arcsec. Toutefois, vu l'échantillonnage spectral utilisé ($\Delta\lambda = 0.3\text{\AA}$), nous voyons qu'environ 11 pixels échantillonnent la raie. Une telle valeur laisse donc penser qu'il est possible sur de telles galaxies d'augmenter la résolution spectrale jusqu'à $R = 15000$, donnant une résolution en vitesse de 20 km.s⁻¹.

Nous allons maintenant étudier les performances de FALCON sur une galaxie située cette fois-ci à $z = 1.5$. Les observations se font alors dans la bande H, centrée sur 1.65 μm .

Cas n° 4 : galaxie vue à $z = 1.5$, surface apparente de 1 arcsec²

La galaxie étudiée ici a la même surface apparente que la galaxie étudiée précédemment, mais est située à $z = 1.5$. Dans ce cas, la raie $H\alpha$ est observée dans la bande H. La transmission totale du système (atmosphère+télescope+instrument+détecteur) à cette longueur d'onde est alors de 19%, ce qui correspond à la transmission de ISAAC.

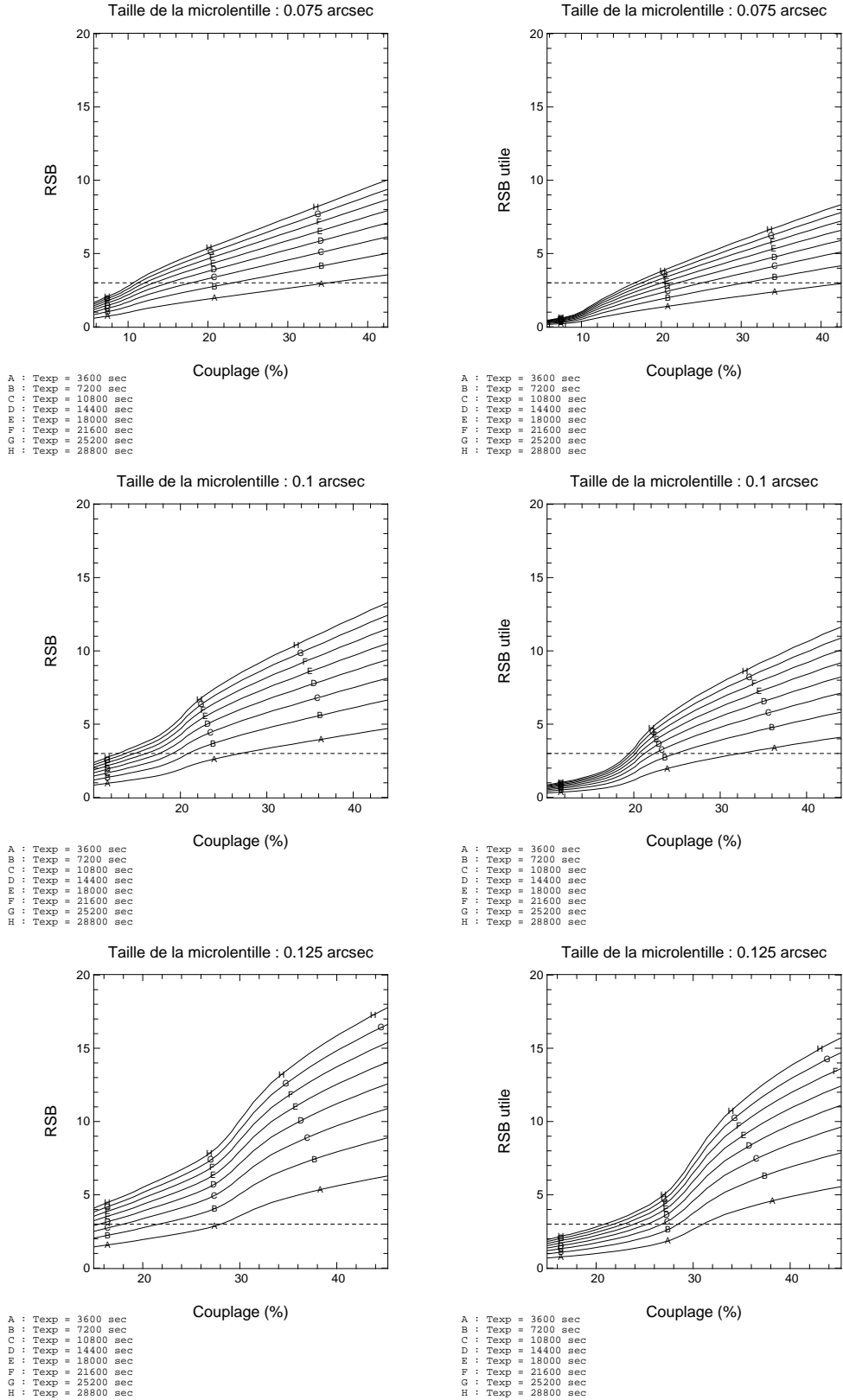


FIG. 1.21 – *RSB spectroscopique de la mesure (à gauche) et utile (à droite) sur la raie $H\alpha$ ($EW = 190 \text{ \AA}$) pour différentes tailles de microlentilles en fonction du couplage dans une ouverture de dimension double. La galaxie a une surface apparente de 1 arcsec^2 . Les microlentilles sont centrées sur les deux régions HII. Les courbes correspondent à la moyenne des RSB sur chaque microlentille pour des temps d'exposition allant de 1 heure à 8 heures. La ligne en pointillés correspond à $RSB = 3$.*

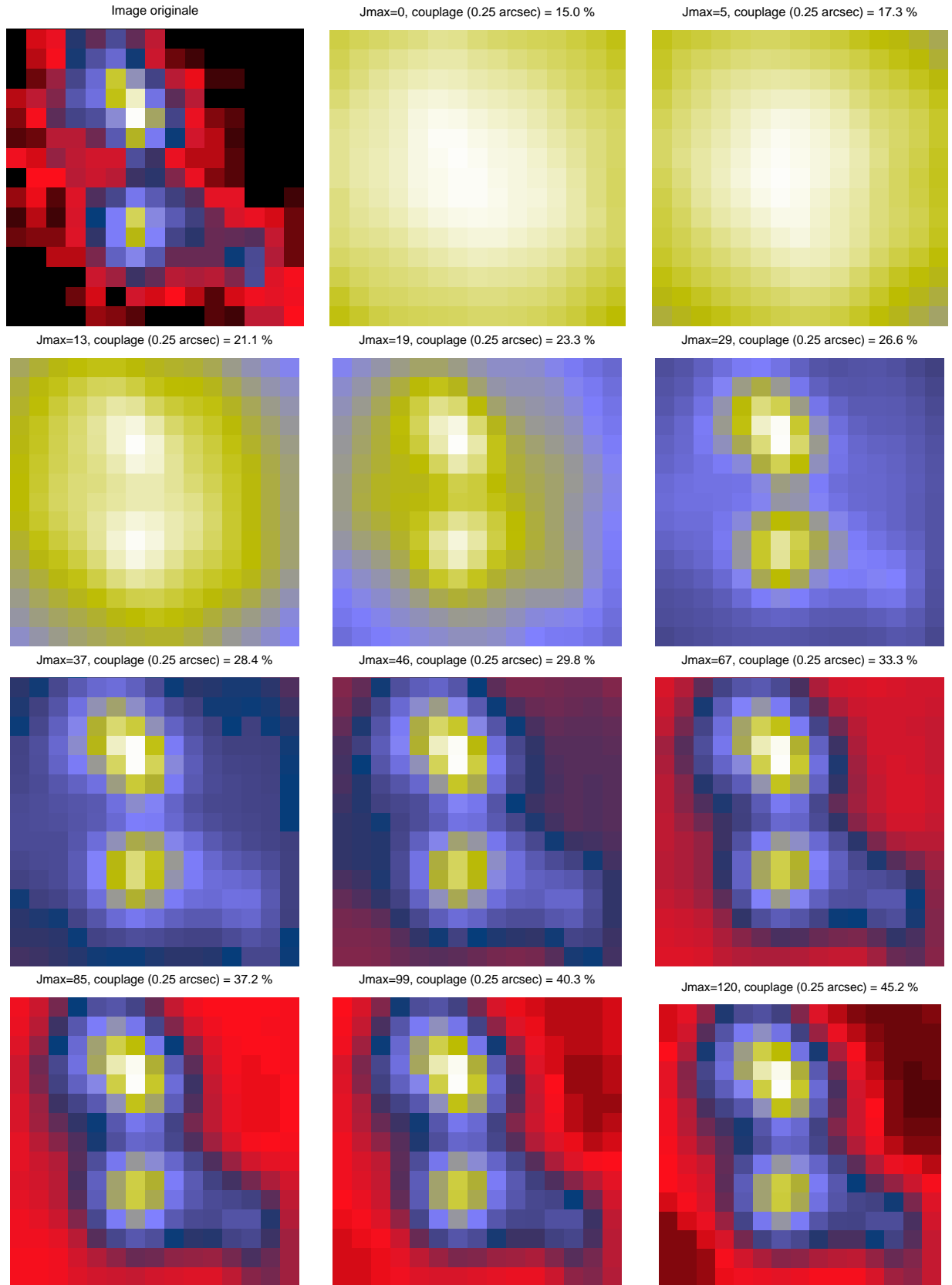


FIG. 1.22 – Images des deux régions HII pour différents niveaux de correction par OA pour une galaxie de surface 1 arcsec^2 . Le titre de chaque figure montre le nombre de modes corrigés et le couplage correspondant dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$. Le champ est de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ ($\approx 2 \times 2$ microlentilles de 0.125 arcsec de côté).

Je vais d'abord détailler les calculs du flux dans la raie et du continu pour une telle galaxie. J'ai pour cela utilisé les données de Steidel et al. (2004) et Erb et al. (2003), qui ont observé avec le spectrographe LRIS du télescope Keck un échantillon de galaxies situées entre $z = 1.4$ et $z = 2.5$. Steidel et al. (2004) trouvent notamment que les galaxies situées dans l'intervalle $1.5 \leq z \leq 2.0$ ont une densité surfacique de 3.8 objets par minute d'arc carrée, et que les galaxies situées à $\langle z \rangle = 2.23 \pm 0.31$ ont une couleur $\langle R - K_s \rangle = 3.25 \pm 0.53$. Erb et al. (2003) trouvent de leur côté sur leur échantillon de galaxies ($\langle z \rangle = 2.28$) une magnitude apparente moyenne $R = 24.37$, et une luminosité $H\alpha$ $L(H\alpha) = 1.8 \times 10^{42} \text{ erg.s}^{-1}$.

Connaissant la magnitude moyenne en R et la couleur moyenne $\langle R - K \rangle$, on trouve alors que ces galaxies ont une magnitude apparente moyenne $\langle K = 21.12 \rangle$. Il est alors possible de déterminer leur magnitude absolue M_K à l'aide de l'équation (1.1), en prenant $K(z) = -0.57$ pour $z = 2.3$ (extrapolation à $z=2.3$ de la *k-correction* en bande K donnée par Mannucci et al.), ce qui donne $M_K = -24.38$. Comme une galaxie spirale de type Sc a une couleur $(H - K) = 0.25$ (Mannucci et al. 2001), on en déduit qu'une telle galaxie a une magnitude absolue au repos $M_H = -24.13$. Ceci permet alors de connaître la magnitude apparente en H de la galaxie dans le cas où elle serait située à $z = 1.5$. On trouve ainsi $H = 20.99$ à l'aide de l'équation 1.12, en tenant compte d'une *k-correction* $K(z) = 0.078$ pour $z = 1.5$ dans le cas d'une galaxie de type Sc observée en bande H (Mannucci et al. 2001).

Nous connaissons donc le flux dans le continu. Il reste à déterminer le flux apparent dans la raie. Il faut pour cela utiliser l'équation suivante (Liang et al. 2004) :

$$f(H\alpha) = \frac{L(H\alpha)}{4\pi (3.086 \times 10^{24} D_L)^2} \quad (1.6)$$

où $f(H\alpha)$ est le flux apparent de la raie (en $\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$), $L(H\alpha)$ le flux émis (en ergs s^{-1}), et D_L la distance luminosité en Mpc. On trouve ainsi un flux dans la raie $f(H\alpha) = 1.44 \times 10^{-16} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour une galaxie située à $z = 1.5$.

La figure 1.23 montre les RSB spectroscopique de la mesure et utiles sur cette galaxie pour des microlentilles de $0.075 \times 0.075 \text{ arcsec}^2$, $0.10 \times 0.10 \text{ arcsec}^2$ et $0.125 \times 0.125 \text{ arcsec}^2$, et des temps de pose allant de 1 à 8 heures. Nous voyons qu'il est uniquement possible d'obtenir un RSB utile de 3 pour une microlentille de $0.125 \times 0.125 \text{ arcsec}^2$, un temps de pose minimal de 5 heures, et un couplage minimum de 46%. La figure 1.24 montre que les deux régions sont bien séparées pour cette valeur de couplage, la séparation devenant visible à partir d'un couplage de 33%.

L'échantillonnage spectral considéré dans cette étude est de 0.3\AA . Dans la mesure où on cherche à résoudre 30 km s^{-1} , la largeur à mi-hauteur due au spectrographe est alors de 1.65\AA . Cela signifie qu'on a actuellement 5.5 pixels par élément de résolution spectrale, ce qui est plus que suffisant. Aussi la figure 1.25 montre l'évolution du RSB de la mesure et utile lorsqu'on rassemble les données de 2 pixels spectraux adjacents. L'échantillonnage spectral est dans ce cas de 0.6\AA , et il y a alors 2.75 pixels par élément de résolution spectrale. Cet échantillonnage est encore suffisant puisque le théorème de Shannon est respecté. On constate en particulier qu'il est possible d'atteindre un RSB utile de 3 à partir d'un couplage minimum de 35% dans une ouverture de 0.25 arcsec de côté et un temps de pose de 8 heures, sachant qu'un couplage de 60% permet d'atteindre la même performance au bout d'environ 2h30 de pose.

Ces résultats montrent donc qu'il est possible d'obtenir avec un instrument comme FALCON sur une galaxie située à $z = 1.5$ l'information dynamique avec une résolution en vitesse de 30 km.s^{-1} et une résolution angulaire inférieure ou égale à 0.25 arcsec . Nous voyons en particulier qu'il faut obtenir

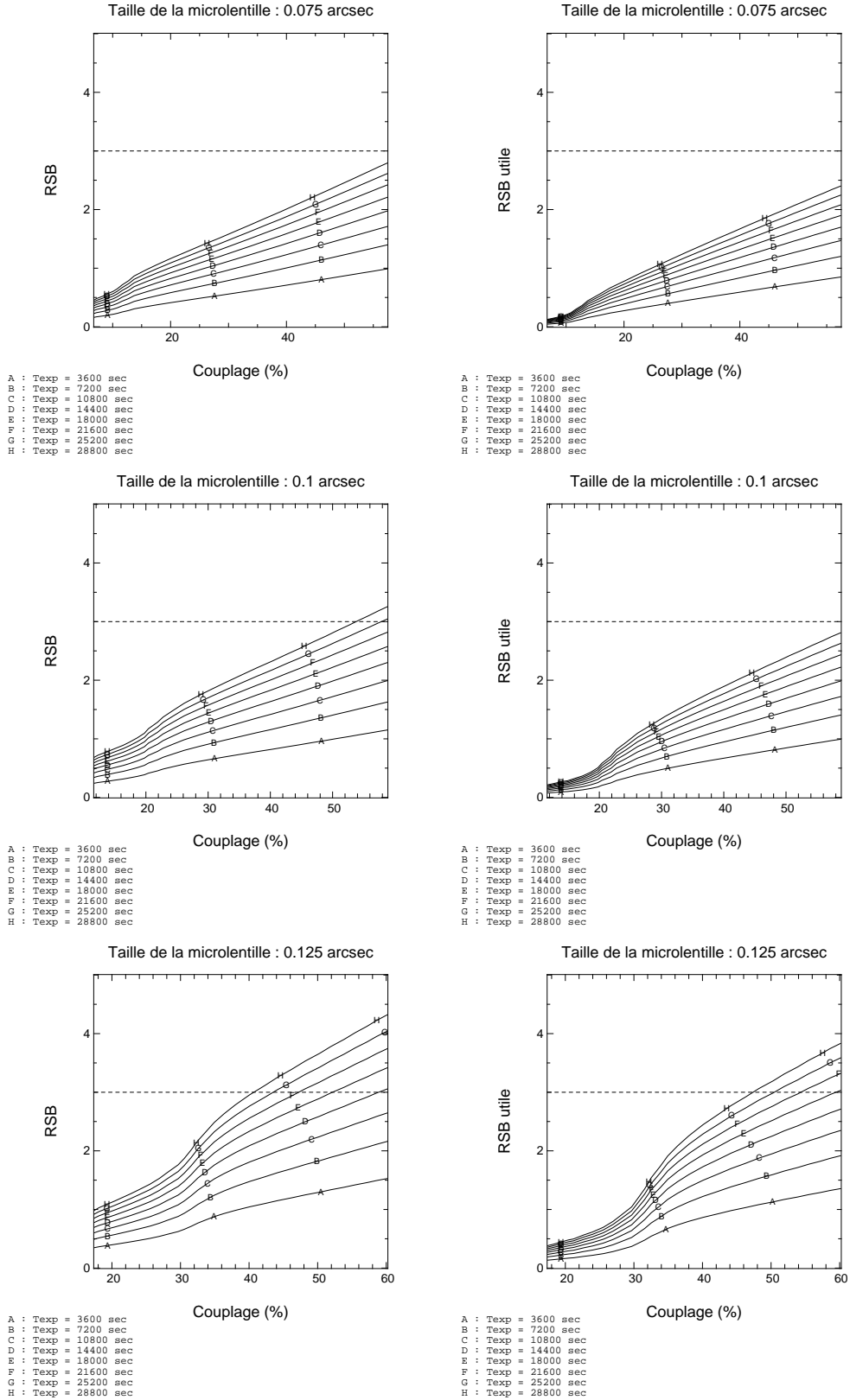


FIG. 1.23 – *RSB spectroscopique de la mesure (à gauche) et utile (à droite) sur la raie $H\alpha$ pour différentes tailles de microlentilles en fonction du couplage dans une ouverture de dimension double. La galaxie a une surface apparente de 1 arcsec^2 et est située à $z = 1.5$. Les microlentilles sont centrées sur les deux régions HII. Les courbes correspondent à la moyenne des RSB sur chaque microlentille pour des temps d'exposition allant de 1 heure à 8 heures. La ligne en pointillés correspond à $RSB = 3$.*

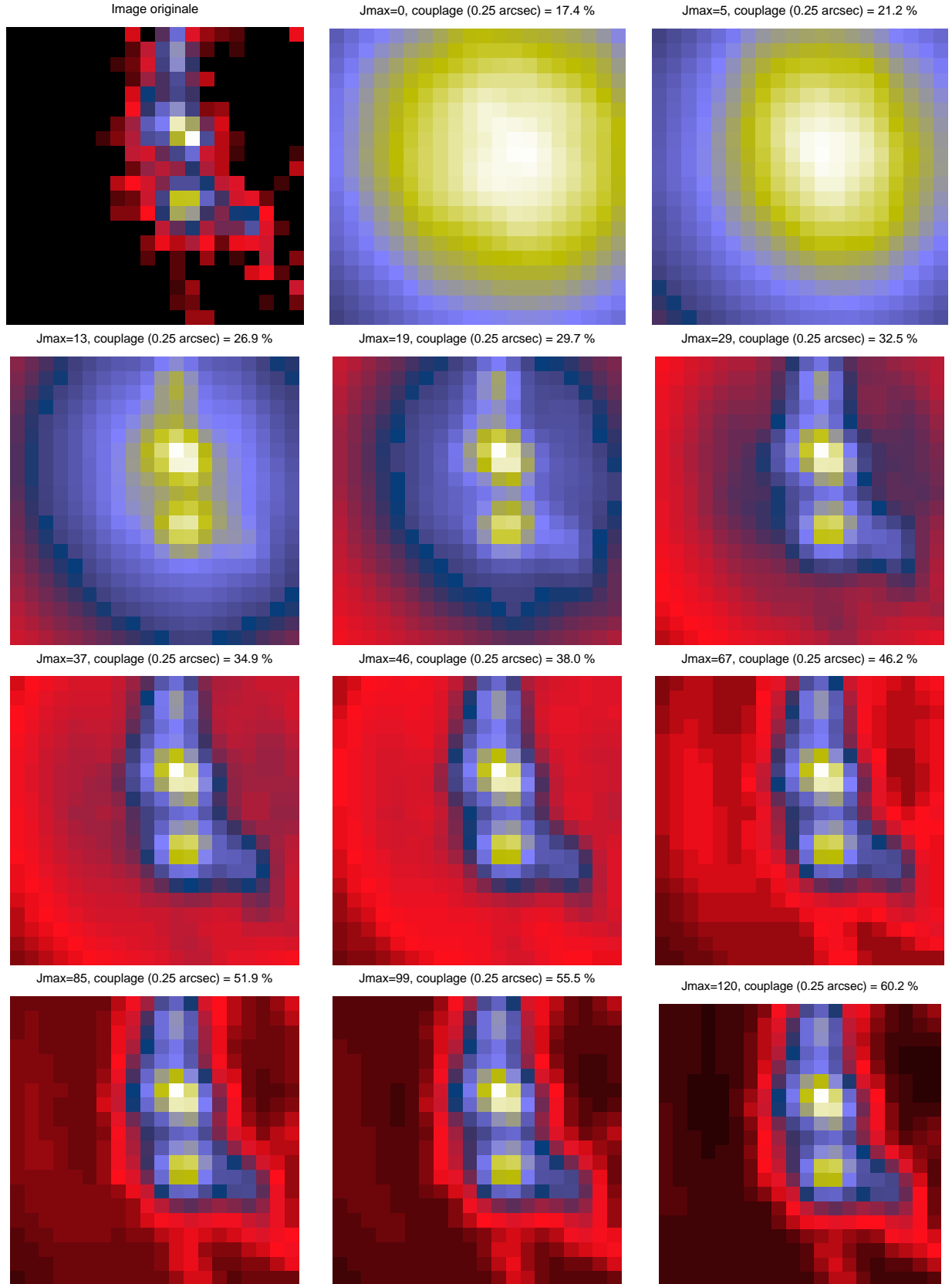


FIG. 1.24 – Images des deux régions HII pour différents niveaux de correction par OA pour la galaxie située à $z = 1.5$. Le titre de chaque figure montre le nombre de modes corrigés et le couplage correspondant dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$. Le champ est de $0.45 \times 0.45 \text{ arcsec}^2$ ($\approx 4 \times 4$ microlentilles de 0.125 arcsec de côté).

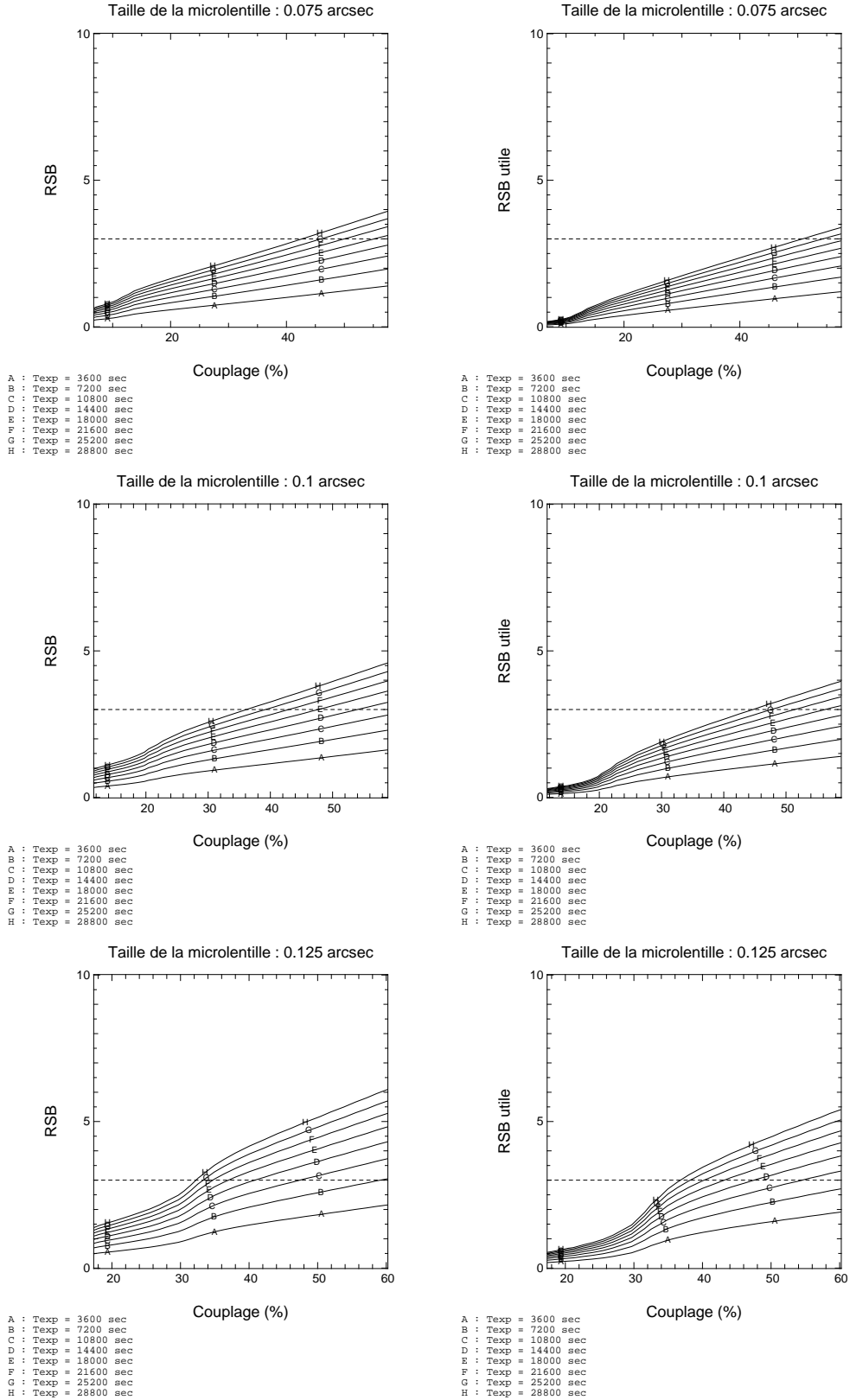


FIG. 1.25 – *RSB spectroscopique de la mesure (à gauche) et utile (à droite) sur la raie $H\alpha$ pour différentes tailles de microlentilles en fonction du couplage dans une ouverture de dimension double. L'échantillonnage spectral est cette fois-ci de $\Delta\lambda = 0.6\text{\AA}$. La galaxie a une surface apparente de 1 arcsec^2 et est située à $z = 1.5$. Les microlentilles sont centrées sur les deux régions HII. Les courbes correspondent à la moyenne des RSB sur chaque microlentille pour des temps d'exposition allant de 1 heure à 8 heures. La ligne en pointillés correspond à $RSB = 3$.*

un couplage dans une ouverture carrée de 0.25×0.25 arcsec² minimum de 27% après correction par OA pour commencer à différencier spatialement les deux régions HII adjacentes.

1.6.4 Conclusion

Les résultats obtenus dans ces quatre études montrent clairement l'intérêt d'un instrument comme FALCON. En effet, FALCON permet de satisfaire les objectifs scientifiques qui ont été précisés dans la section 1.4 : les champs de vitesse des galaxies situées jusqu'à $z = 1.5$ peuvent être obtenus, avec une résolution en vitesse de 30 km/s et une résolution spatiale d'au plus 0.25 arcsec (échantillonnage de 0.125 arcsec par microlentille), voire moins.

Un autre point important d'un tel instrument est le nombre d'objets qui sont observables. Dans le cas du CFRS, la densité est d'environ 600 objets dans un champ total de $5 \times 10 \times 10$ arcmin². On arrive donc à environ 1 galaxie par minute d'arc carrée pour des galaxies situées jusqu'à $z_{max} \approx 1$. Steidel et al. (2004) trouvent pour des décalages spectraux supérieurs des densités de 3.8 galaxies par minute d'arc carrée lorsque $1.5 \leq z \leq 2.0$, et 5.2 galaxies par minute d'arc carrée lorsque $2.0 \leq z \leq 2.5$.

Arrivés à la fin de ce paragraphe, nous pouvons préciser les caractéristiques instrumentales de FALCON. Nous voyons tout d'abord que pour toutes les galaxies situées à $z = 0.9$ (galaxies sans évolution, LIRGs, galaxies compactes), il semble largement possible d'arriver à résoudre 30 km/s ($R = 10000$) avec une résolution angulaire de 0.25 arcsec, voire de descendre jusqu'à 20 km/s. Un échantillonnage spectral de 0.3 \AA par pixel semble alors tout à fait adapté. Nous avons par contre vu qu'une résolution $R = 10000$ semble être la limite maximale pour une galaxie située à $z = 1.5$.

Un autre point important est la taille de la microlentille et donc la résolution angulaire. Si on considère que les galaxies étudiées dans le deuxième et le troisième cas sont les cas les plus fréquents à $z = 0.9$, les figures 1.20 et 1.21 montrent qu'on peut descendre jusqu'à une résolution angulaire de 0.15 arcsec pour de telles galaxies. Mais la figure 1.25 montre qu'il ne faut sans doute pas descendre en dessous d'une résolution spatiale de 0.25 arcsec. En effet, on voit pour cette résolution qu'un RSB utile de 3 est atteint à partir d'un temps de pose de 8 heures et 37% de couplage, et que le RSB maximal pouvant être atteint avec un tel temps de pose est de 5.5 à condition d'avoir un couplage de 60%. Comme nous le verrons dans les prochains chapitres, il est difficile d'atteindre une telle valeur de couplage. De plus, je me suis limité dans cette étude à un décalage spectral maximal de $z = 1.5$, pour lequel la raie $H\alpha$ est observée en bande H. Mais d'autres raies telles que $[OII]$, $H\beta$ ou $H\gamma$ situées à des longueurs d'onde inférieures au repos pourraient aussi être utilisées afin d'étudier la dynamique de galaxies encore plus lointaines. Comme nous le voyons, plus l'échantillonnage spatial est petit et plus la concentration de la FEP doit être importante. Aussi il paraît raisonnable de fixer une résolution spatiale de 0.25 arcsec. Nous avons vu au début de ce chapitre qu'une telle résolution permet de résoudre le rayon de mi-lumière $r_{1/2}$ jusqu'à $z \approx 2$.

Pour conclure cette étude sur le dimensionnement du spectrographe 3D équipant FALCON, nous voyons qu'une résolution spectrale de 10000 (permettant de résoudre 20 km/s) semble être raisonnable pour pouvoir étudier la dynamique des galaxies situées jusqu'à $z = 1.5$, sachant qu'une meilleure résolution peut être atteinte sur les galaxies situées à $z = 0.9$. Une résolution spatiale de 0.25 arcsec semble également être un bon compromis dans la mesure où elle devrait permettre d'étudier la dynamique de galaxies situées encore plus loin que $z = 1.5$. Nous avons alors vu qu'il faut arriver à obtenir au moins un couplage de 28% en bande J et de 33% en bande H pour pouvoir séparer spatialement deux régions HII adjacentes.

Le but de cette étude était surtout de donner des ordres de grandeur du gain en RSB spectroscopique fourni par l’OA. Du point de vue de la spectroscopie 3D, j’ai dû faire des hypothèses simplificatrices sur les différentes vitesses de la galaxie considérée. Aussi il me paraît important de faire des études complémentaires afin de préciser non seulement le gain en RSB, mais aussi de mieux quantifier le gain en “pollution spatiale” évoqué au paragraphe 1.6.2. Il m’a été difficile de faire ce type d’études car elles nécessitent des données encore peu fréquentes dans la communauté, à savoir des cubes 3D de galaxies obtenues à haute résolution spatiale et spectrale. Je pense qu’il y aurait donc tout intérêt à engager une forte collaboration avec l’équipe GHASP de l’observatoire de Marseille. L’échantillon de galaxies observées dans le cadre de ce relevé a en effet l’énorme avantage de couvrir une grande variété de types morphologiques. De plus, comme ce relevé a surtout visé des galaxies proches (vitesse systémique inférieure à 8000 km/s), les cubes Fabry-Pérot obtenus ont non seulement une haute résolution spectrale, mais aussi une haute résolution **spatiale**. Il est important d’avoir au départ une telle résolution lorsqu’on souhaite simuler l’observation de galaxies lointaines.

Il serait également intéressant de quantifier les performances de FALCON dans les régions centrales des galaxies. C’est en effet en observant dans ces régions qu’on peut alors contraindre les différentes parties responsables de la rotation de la galaxie, et en partie la part de la matière sombre dans la dynamique interne de la galaxie.

Enfin, un autre point important dont je vais maintenant parler est la nécessité d’observer sur un grand champ de vue. Comme je l’ai dit un peu plus haut, la densité surfacique de galaxies augmente avec le décalage spectral, donc on comprend que plus on pourra descendre en sensibilité et plus on pourra observer un grand nombre d’objets. Mais il y a aussi des limitations directement dues à la structure à grande échelle de l’univers qui obligent à observer sur un champ minimal.

1.7 Le besoin d’observation sur un grand champ

L’introduction de ce chapitre mentionne que les galaxies ne sont pas distribuées de façon aléatoire dans l’univers, mais ont tendance à se regrouper sur des structures avec une taille caractéristique comprise entre 4 et 9 Mpc. Il est donc important d’observer les galaxies sur des tailles supérieures afin de ne pas être gêné par ces effets qui font alors que les échantillons de galaxies ne sont pas représentatifs. De tels effets ont été remarqués sur les *HDF-North* et *South*, pour lesquels les comptages de galaxies ainsi que les morphologies ne donnent pas des résultats identiques, car les champs couverts ($\approx 6 \text{ arcmin}^2$) sont justement trop petits (Labbé et al. 2003) pour ne pas être biaisés. Les codes de simulation numérique de la toile cosmique tels que GALICS (Hatton et al. 2003) montrent aussi que les galaxies à $z = 3$ sont distribuées selon les filaments (voir la figure 1.26).

FALCON étant principalement dédié aux études extragalactiques, il est donc important que le champ de vue de cet instrument soit supérieur aux tailles caractéristiques de regroupement des galaxies pour n’importe quel décalage spectral. Ceci oblige à observer sur un champ minimum de 100 arcmin^2 . Le champ au foyer Nasmyth du VLT faisant $\approx 500 \text{ arcmin}^2$, il est donc tout à fait adapté à ce type d’études, et FALCON a tout intérêt à y être installé.

1.8 Conclusion

Le titre de ce chapitre posait la question “**Pourquoi FALCON?**”. J’espère y avoir répondu dans les différents développements de ce chapitre. En effet, la conclusion de la première partie était qu’une information essentielle nous manque aujourd’hui sur la compréhension des mécanismes physiques régissant les galaxies lointaines, à savoir la connaissance de leur dynamique interne. Nous avons

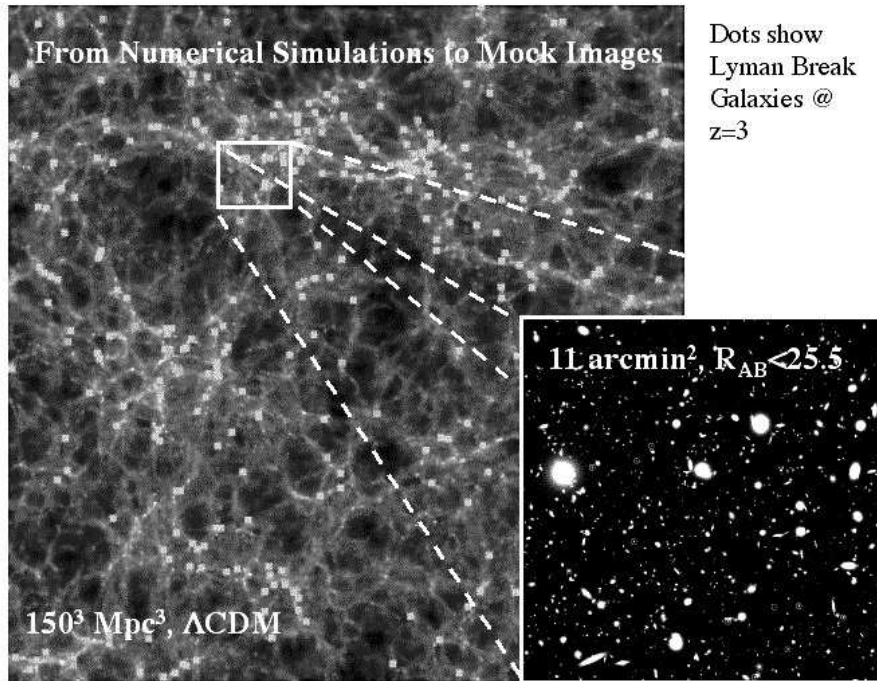


FIG. 1.26 – Simulation numérique de la toile cosmique à l’aide du code *GALICS*. Les points montrent les galaxies situées à $z = 3$.

donc proposé un concept instrumental qui allie haute résolution spatiale et spectrale. Les simulations faites dans ce chapitre montrent qu’il devrait être possible de déterminer les champs de vitesse des galaxies situées jusqu’à $z = 1.5$ avec une résolution en vitesse de 30 km/s et une résolution spatiale de 0.25 arcsec, permettant alors de résoudre le rayon de mi-lumière de ces objets. Ceci obligera à utiliser des techniques d’**Optique Adaptative** pour avoir une résolution spatiale meilleure que celle imposée par la turbulence atmosphérique. Un autre point essentiel de FALCON est la nécessité d’observer simultanément plusieurs galaxies dans le foyer Nasmyth du VLT (25 arcmin de diamètre) afin de ne pas être gêné par les effets de regroupement liés à la structure à grande échelle de l’univers. Il faut toutefois mener des études complémentaires plus liées à l’aspect restitution des champs de vitesse, en particulier dans les régions centrales des galaxies car c’est en observant dans ces régions qu’on peut le mieux contraindre la part de matière noire intervenant dans la dynamique interne de la galaxie.

L’Optique Adaptative (OA) étant un élément clef de FALCON, je vais maintenant rentrer plus dans les détails de cette technique. Comme elle sert à corriger les déformations du front d’onde lumineux, je commencerai par montrer les effets de la turbulence atmosphérique sur la formation des images. Je présenterai ensuite les différents éléments que l’on retrouve dans un système d’OA, et je montrerai comment l’OA dite “classique” n’est plus adaptée pour un système comme FALCON. Je poursuivrai par la description de concepts récents qui permettent de lever ces limitations. Les derniers chapitres de cette partie seront alors directement consacrés au système d’OA qui pourrait équiper FALCON. Tout d’abord dans la description du principe de ce système, puis de ses performances attendues. Ces dernières ont été obtenues à l’aide d’un code de simulation numérique complet que j’ai développé.

Chapitre 2

Images et turbulence atmosphérique

Le chapitre précédent a montré comment il est nécessaire de corriger les perturbations des ondes lumineuses pour arriver à connaître la dynamique interne des galaxies lointaines. Je vais expliciter plus en détail ces perturbations dans ce chapitre. Dans un premier temps je décrirai l'influence de l'atmosphère sur les propriétés statistiques de ces perturbations, en particulier sur les propriétés statistiques de la **phase** (notée φ) des ondes lumineuses après traversée de l'atmosphère. L'image au foyer d'un télescope étant directement reliée à l'amplitude complexe de l'onde lumineuse dans la pupille, je décrirai alors les caractéristiques de la **Fonction d'Étalement de Point** (FEP) longue pose au foyer du télescope, qui conditionne la résolution spatiale qu'on peut atteindre à l'aide d'un instrument d'optique.

2.1 Propriétés de la phase turbulente

L'atmosphère terrestre est un milieu turbulent. L'origine physique de la turbulence est une production d'énergie cinétique due au déplacement de masses d'air. Cette énergie entraîne la création de tourbillons ayant des tailles caractéristiques L_0 de quelques dizaines de mètres. Elle se transmet alors à des tourbillons de taille de plus en plus réduite jusqu'à atteindre une taille limite l_0 à partir de laquelle elle est dissipée sous forme thermique. Cette théorie des cascades d'énergie de *Kolmogorov* est valable dans le domaine inertiel défini par l'intervalle $[l_0, L_0]$, où L_0 et l_0 sont respectivement appelées *échelle externe* et *échelle interne* de la turbulence. Ces tourbillons entraînent alors des mélanges de masse d'air différentes et donc des fluctuations aléatoires d'humidité et de température. Comme l'indice de réfraction de l'air dépend de ces deux grandeurs, il subit aussi des fluctuations aléatoires. Ces fluctuations de l'indice de réfraction vont alors entraîner des fluctuations aléatoires de la phase des ondes lumineuses, dont je vais maintenant décrire les propriétés. Je commencerai par présenter dans ce qui suit les propriétés statistiques de la phase turbulente, puis je parlerai du problème de l'anisoplanétisme dû à la répartition continue en altitude de la turbulence. Je montrerai ensuite comment il peut être intéressant de projeter la phase turbulente sur une base discrète de *modes*. Une base très répandue en Optique Adaptative est celle des *polynômes de Zernike*, aussi je parlerai plus en détail des propriétés spatiales et angulaires de ces polynômes vis-à-vis de la turbulence.

2.1.1 Propriétés statistiques de la phase turbulente

Définitions et notations

Je commence par définir quelques outils mathématiques qui seront utilisés dans la suite de ce paragraphe.

Une fonction aléatoire g quelconque, dépendante d'une variable \mathbf{x} , peut se caractériser par sa covariance spatiale qui s'écrit

$$B_g(\boldsymbol{\rho}) = \langle g(\mathbf{x})g^*(\mathbf{x} + \boldsymbol{\rho}) \rangle \quad (2.1)$$

D'après le théorème de Wiener-Khinchine, la transformée de Fourier de cette expression nous donne le spectre de puissance spatial $W_g(\mathbf{f})$ de g , qui est le carré du module de sa transformée de Fourier

$$W_g(\mathbf{f}) = \left| \tilde{B}_g(\mathbf{f}) \right|^2 \quad (2.2)$$

où la transformée de Fourier $\tilde{g}(\mathbf{f})$ d'une fonction g quelconque est définie par

$$\tilde{g}(\mathbf{f}) = TF(g(\mathbf{x})) = \int_{-\infty}^{+\infty} g(\mathbf{x}) e^{-2i\pi \mathbf{f} \cdot \mathbf{x}} d\mathbf{x} \quad (2.3)$$

On peut également définir la *fonction de structure* D_g qui s'écrit

$$D_g(\boldsymbol{\rho}) = \left\langle |g(\mathbf{x} + \boldsymbol{\rho}) - g(\mathbf{x})|^2 \right\rangle \quad (2.4)$$

et qui est liée au spectre de puissance spatial $W_g(\mathbf{f})$ par l'équation

$$D_g(\boldsymbol{\rho}) = 2 \int_{-\infty}^{+\infty} W_g(\mathbf{f}) (1 - \cos(2i\pi \mathbf{f} \cdot \boldsymbol{\rho})) d\mathbf{f} \quad (2.5)$$

Il existe également une relation entre la fonction de structure et la covariance qui s'écrit :

$$D_g(\boldsymbol{\rho}) = 2 (B_g(0) - B_g(\boldsymbol{\rho})) \quad (2.6)$$

Propriétés statistiques des fluctuations de l'indice de réfraction

Intéressons nous maintenant aux perturbations causées par la turbulence atmosphérique sur la propagation des ondes lumineuses. On notera n l'indice de réfraction. Dans le domaine inertiel défini par l'intervalle $[l_0, L_0]$, et pour une couche turbulente située à l'altitude h , la théorie des cascades d'énergie de Kolomogorov énonce que le spectre de puissance tri-dimensionnel de l'indice de réfraction suit une loi en $f^{-11/3}$ (Kolmogorov 1941), où f représente une fréquence spatiale (unité : m^{-1}) :

$$W_{n,h}(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-\frac{2}{3}} C_n^2(h) f^{-\frac{11}{3}} \quad (2.7)$$

La fonction de structure correspondante s'écrit alors :

$$D_n(\boldsymbol{\rho}, h) = C_n^2(h) \rho^{\frac{2}{3}} \quad (2.8)$$

$C_n^2(h)$ est la *constante de structure de l'indice de réfraction* (unité : $m^{-2/3}$), c'est elle qui caractérise la force de la turbulence à l'altitude h .

L'inconvénient de la théorie de Kolomogorov est que le spectre de puissance défini à l'équation (2.7) n'est pas intégrable sur l'ensemble des fréquences spatiales, sinon il supposerait une énergie infinie, ce qui physiquement n'est pas acceptable. On considère donc souvent le spectre de Von-Karman qui, lui, est valide pour l'ensemble des fréquences spatiales. Il comprend en effet un terme de saturation aux basses fréquences spatiales, d'où une énergie finie. Son expression mathématique est la suivante (Conan 2000) :

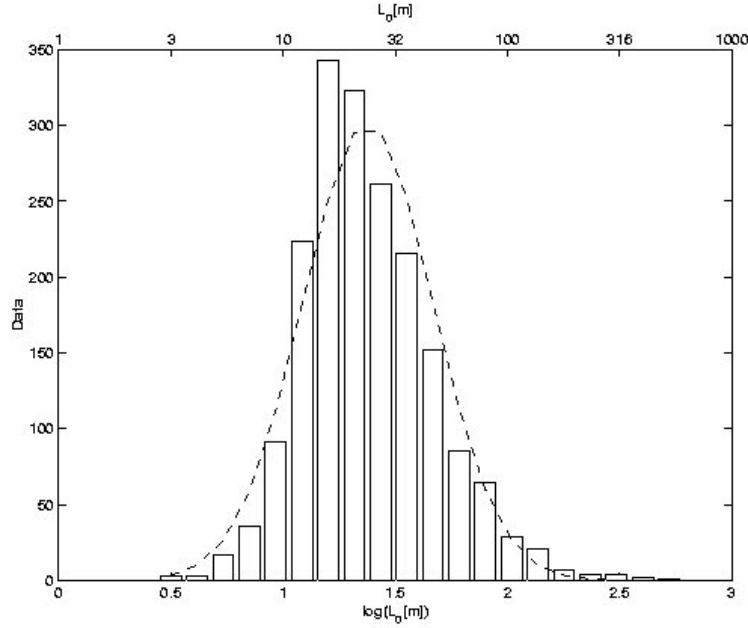


FIG. 2.1 – Histogramme de l'échelle externe de cohérence spatiale \mathcal{L}_0 au Cerro Paranal. D'après Martin et al. (2000)

$$W_{n,h}(\mathbf{f}) = 0.033(2\pi)^{-\frac{2}{3}} C_n^2(h) (f^2 + f_0^2)^{-\frac{11}{6}} \quad (2.9)$$

avec $f_0 = 1/\mathcal{L}_0$, où \mathcal{L}_0 est appelée *échelle externe de cohérence spatiale* (Conan 2000). Les mesures réalisées ces dernières années grâce au "Generalized Seeing Monitor"¹ (Ziad et al. 2000, 2004a) développé à l'Université de Nice donnent des valeurs de \mathcal{L}_0 avec une valeur médiane comprise entre 20 et 30 mètres et une loi de probabilité log-normale (Martin et al. 2000; Ziad et al. 2004b). La figure 2.1 montre ainsi l'histogramme de \mathcal{L}_0 au Cerro Paranal, avec une valeur médiane d'environ 24 mètres.

La fonction de structure correspondante au spectre de Von-Karman s'écrit alors (Conan 2000) :

$$D_n(\boldsymbol{\rho}, h) = \frac{2\Gamma(7/6)}{\sqrt{\pi}} C_n^2 \mathcal{L}_0^{2/3} \left[1 - \frac{2^{2/3}}{\Gamma(1/3)} \left(\frac{2\pi r}{\mathcal{L}_0} \right)^{1/3} K_{1/3} \left(\frac{2\pi r}{\mathcal{L}_0} \right) \right] \quad (2.10)$$

où $K_\nu(r)$ est la fonction de Bessel modifiée de troisième espèce, encore appelée fonction de MacDonald.

Répartition en altitude de la turbulence

La constante de structure de l'indice de réfraction $C_n^2(h)$ caractérise la force de la turbulence dans une couche située à une certaine altitude h . On définit alors le profil de C_n^2 comme étant la distribution en altitude de la constante de structure de l'indice. On fait également souvent l'hypothèse que l'atmosphère est stratifiée en couches turbulentes discrètes qui se comportent comme des écrans de phase

1. noté GSM

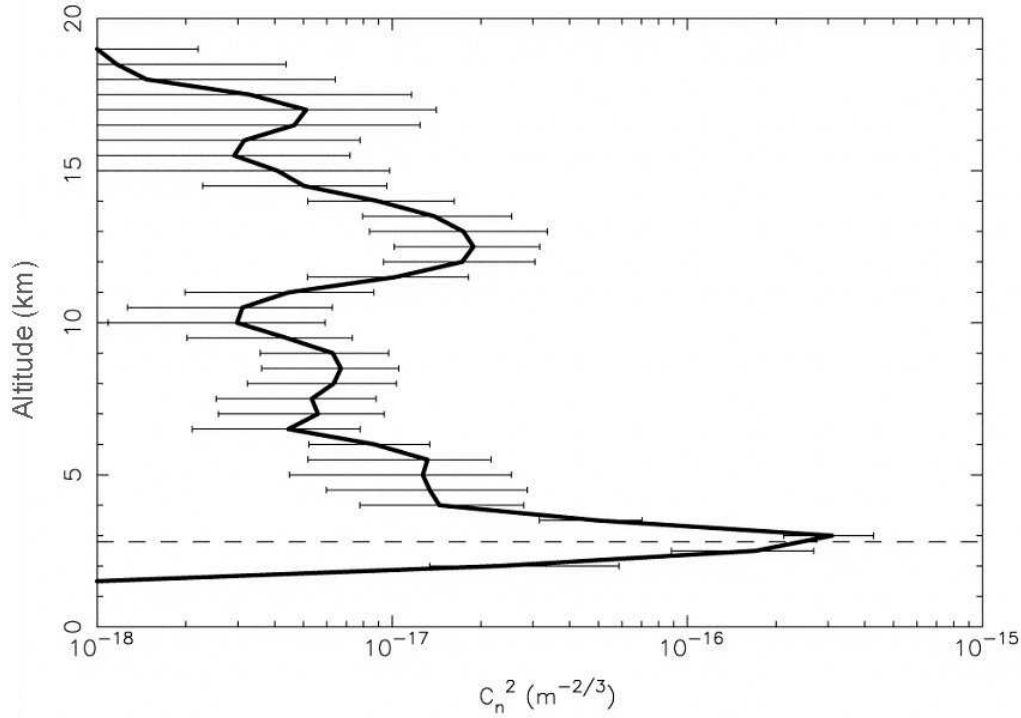


FIG. 2.2 – Exemple de profil médian de C_n^2 obtenu à l’observatoire de San Pedro-Martir par la méthode du Scidar Généralisé. D’après Avila et al. (1998).

indépendants (Roddier 1981), ce qui fait qu’on discrétise le profil. Il en résulte que l’onde lumineuse a dans ce cas traversé successivement les différentes couches turbulentes situées aux altitudes $\{h_i\}$ avant d’arriver au sol.

La figure 2.2 montre un tel exemple de profil médian de C_n^2 obtenu à l’observatoire de San Pedro-Martir au Mexique (Avila et al. 1998). On peut y voir que la fonction $C_N^2(h)$ a plusieurs maxima, correspondant aux couches turbulentes dominantes situées à des altitudes de 2800, 8000, 12500 et 17000 mètres au dessus de la mer. La couche à 2800 mètres d’altitude correspond à l’altitude de l’observatoire.

Nous verrons un peu plus loin qu’il est important de connaître le profil en altitude de $C_n^2(h)$. Il est notamment possible de l’obtenir à l’aide de ballons sondes lancés dans l’atmosphère. Cette méthode n’est cependant pas facile à mettre en oeuvre. Aussi plusieurs méthodes à base de mesures optiques ont été développées dans ce but.

La méthode dite de "Differential Image Motion Monitor" (Sarazin et Roddier 1990; Vernin et Munoz-Tunon 1995; Tokovinin 2002), souvent notée DIMM, permet de mesurer l’intégrale sur la ligne de visée du profil de turbulence $\int_0^\infty C_n^2(h)dh$. Cette information est notamment utile pour estimer la qualité d’image des télescopes situés au sol.

Il est aussi possible de connaître la répartition en altitude de la turbulence pour obtenir des profils

tels que celui montré sur la figure 2.2. Les méthodes de SCIDAR² et de SCIDAR généralisé (Fuchs et al. 1998; Klueckers et al. 1998; Prieur et al. 2001) utilisent les corrélations entre les mesures de scintillation sur une étoile double pour estimer le profil. La méthode MASS³ (Tokovinin et al. 2003) utilise elle les mesures de scintillation dans des ouvertures circulaires concentriques de rayon différent pour mesurer le profil, mesures faites seulement sur une étoile. Enfin il faut citer le concept de SLODAR⁴ (Wilson 2002) qui lui utilise les corrélations des mesures fournies par un analyseur de surface d'onde du type Shack-Hartmann sur une étoile double pour estimer le profil de turbulence.

Expressions du paramètre de Fried et de l'échelle externe de cohérence spatiale en fonction du profil de turbulence

Un paramètre essentiel quand on s'intéresse aux effets de la turbulence atmosphérique sur la propagation des ondes lumineuses et sur la formation des images est le paramètre de Fried noté r_0 (Fried 1965). Une définition approximative de r_0 est le diamètre de l'aire sur laquelle l'onde lumineuse est spatialement cohérente. Nous verrons à la section 2.2.1 que r_0 est aussi lié à la résolution angulaire imposée par la turbulence atmosphérique. C'est d'ailleurs de là que provient sa définition originale.

r_0 rend compte de la force globale de la turbulence des différentes couches atmosphériques traversées pour une direction de visée donnée. Dans le cas d'une onde plane, et en supposant une statistique de Kolmogorov, il s'écrit :

$$r_0 = \left[0.423 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \frac{1}{\cos \gamma} \int_0^\infty C_n^2(h) dh \right]^{-3/5} \quad (2.11)$$

avec γ la distance zénithale et λ la longueur d'onde d'observation. On constate que $r_0 \propto \lambda^{6/5}$: le domaine spatial de cohérence des ondes lumineuses ayant subi les effets de la turbulence atmosphérique est plus grand dans l'infrarouge que dans le visible.

L'échelle externe de cohérence spatiale \mathcal{L}_0 est aussi liée au profil de turbulence. Elle s'écrit (Abahamid et al. 2004) :

$$\mathcal{L}_0 = \left(\frac{\int_0^\infty L_0^{-1/3}(h) C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^{-3} \quad (2.12)$$

où $L_0(h)$ est l'échelle externe au sens de la théorie de Kolmogorov (taille maximale des tourbillons) dans la couche à l'altitude h . Afin d'alléger l'écriture, j'utiliserai désormais le terme "échelle externe" pour parler de l'échelle externe de cohérence spatiale \mathcal{L}_0 .

Propriétés statistiques des fluctuations de la phase

Connaissant les propriétés des fluctuations de l'indice de réfraction, il est alors possible de déterminer celle des fluctuations de la phase. On fait souvent l'hypothèse dans le cas des applications astronomiques que les effets diffractifs liés à la propagation de Fresnel entre les couches sont négligeables par rapport aux effets de fluctuation de phase. Ceci revient à faire l'hypothèse que la turbulence est faible

2. SCIntillation Detection And Ranging

3. Multi-Aperture Scintillation Sensor

4. SLOpes Detection And Ranging

dans chaque couche et la distance de propagation dans l'atmosphère courte. On est alors dans l'approximation dite de "*champ proche*" (Roddier 1981). La perturbation totale de phase $\varphi(\mathbf{r}, 0)$, subie par l'onde lumineuse une fois arrivée au sol et à une position \mathbf{r} (\mathbf{r} est un vecteur) dans la pupille du télescope, s'écrit alors comme la somme des perturbations de phase dans les différentes couches turbulentes en altitude :

$$\varphi(\mathbf{r}, 0) = \sum_{j=1}^m \varphi(\mathbf{r}, h_j) \quad (2.13)$$

où $\varphi(\mathbf{r}, h_j)$ représente la perturbation de phase subie par l'onde à l'altitude h_j , et m est le nombre de couches turbulentes.

La perturbation de phase $\varphi(\mathbf{r}, h)$ et les fluctuations de l'indice de réfraction n_h dans la couche à l'altitude h sont reliées par

$$\varphi(\mathbf{r}, 0) = \frac{2\pi}{\lambda} n_h \quad (2.14)$$

En combinant cette équation avec l'équation (2.8), on peut obtenir la fonction de structure de la phase turbulente située à l'altitude h :

$$\begin{aligned} D_\varphi(\boldsymbol{\rho}, h) &= \left\langle [\varphi(\mathbf{r}, h) - \varphi(\mathbf{r} + \boldsymbol{\rho}, h)]^2 \right\rangle \\ &= 2.91 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 C_n^2(h) \delta h \rho^{5/3} \end{aligned} \quad (2.15)$$

où δh est l'épaisseur de la couche considérée. En sommant sur toutes les couches, on obtient alors la fonction de structure de la phase dans la pupille. Celle-ci s'écrit pour une turbulence de type Kolmogorov (Roddier 1981)

$$D_\varphi(\rho) = 6.88 \left(\frac{\rho}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.16)$$

et le spectre de puissance de la phase turbulente s'écrit alors (Roddier 1981) :

$$W_\varphi(\mathbf{f}) = 0.023 \frac{1}{r_0^{5/3}} f^{-11/3} \quad (2.17)$$

avec $0.023 = \Gamma^2(11/6)/2\pi^{11/3} \times [24/5 \Gamma(6/5)]^{5/6}$.

Ces expressions ne sont plus les mêmes en présence de l'échelle externe \mathcal{L}_0 . La fonction de structure de la phase devient (Conan 2000) :

$$D_\varphi(\rho) = 0.17166 \left(\frac{r_0}{\mathcal{L}_0} \right)^{-5/3} \times \left[\frac{\Gamma(5/6)}{2^{1/6}} - \left(2\pi \frac{\rho}{\mathcal{L}_0} \right)^{5/6} K_{5/6} \left(2\pi \frac{\rho}{\mathcal{L}_0} \right) \right] \quad (2.18)$$

qui sature à la valeur $D_\varphi(+\infty) = 2\sigma_\varphi^2 = 0.17263(r_0/\mathcal{L}_0)^{-5/3}$ (Conan 2000). Le spectre de puissance spatial de la phase turbulente associé à cette fonction de structure est le spectre de Von-Karman qui s'écrit (Conan 2000) :

$$W_\varphi(\mathbf{f}) = 0.023 \frac{1}{r_0^{5/3}} (f^2 + f_0^2)^{-11/6} \quad (2.19)$$

avec $f_0 = 1/\mathcal{L}_0$, qui vaut 0 lorsque $\mathcal{L}_0 = \infty$. Dans ce cas, le spectre de Von-Karman est égal au spectre de Kolmogorov.

Il faut préciser que la phase dans la pupille est égale à la somme des phases dans les différentes couches, qui viennent perturber de manière indépendante le front d'onde lumineux. L'application du théorème central limite permet alors de conclure que la phase au niveau de la pupille est un processus aléatoire gaussien, c'est à dire que la phase en chaque point de la pupille est une variable aléatoire gaussienne.

Je décrirai pour finir les propriétés de la phase turbulente du point de vue temporel. En effet, la phase turbulente est une variable aléatoire spatio-temporelle. On fait très souvent en optique atmosphérique l'hypothèse de turbulence gelée, dite approximation de Taylor (1938). Cette hypothèse consiste à dire que la turbulence est composée d'écrans de phase à différentes altitudes et avec une statistique spatiale donnée, et qui sont chacun en translation uniforme à des vitesses $v(h)$, h étant l'altitude de l'écran de phase. On peut alors calculer la fonction de structure temporelle de la phase, qui s'écrit pour une turbulence Kolmogorov :

$$\begin{aligned} D_\varphi(\tau, h) &= \left\langle [\varphi(\mathbf{r}, h, t) - \varphi(\mathbf{r}, h, t + \tau)]^2 \right\rangle \\ &= 6.88 \left(\frac{\bar{v}\tau}{r_0} \right)^{5/3} \end{aligned} \quad (2.20)$$

avec \bar{v} la vitesse moyenne du vent. On définit alors le temps de cohérence de l'atmosphère τ_0 défini comme étant le temps pour lequel la fonction de structure temporelle de l'atmosphère vaut 1 rad^2 . L'expression de ce temps caractéristique d'évolution de l'atmosphère est (Fried 1990) :

$$\tau_0 = 0.314 \frac{r_0}{\bar{v}} \quad (2.21)$$

J'ai donc présenté dans cette partie les propriétés statistiques de la phase turbulente, en particulier du point de vue spatial. J'ai notamment parlé du fait que la turbulence était répartie de manière continue en altitude. Nous allons voir dans le prochain paragraphe les effets de cette répartition en altitude sur les propriétés de la phase turbulente.

2.1.2 L'anisoplanétisme

Nous avons vu au paragraphe précédent que la turbulence est répartie de manière continue en altitude, et que la force de la turbulence dans chaque couche est caractérisée par la valeur de la constante de structure d'indice $C_n^2(h)$ correspondante. Nous pouvons voir en particulier sur la figure 2.2 que la turbulence a une nature volumique, dans la mesure où elle est présente jusqu'à des altitudes de 20 km.

La conséquence de cette distribution dans le volume est le phénomène d'*anisoplanétisme*, qui est expliqué sur la figure 2.3. Comme on peut le voir, les rayons lumineux issus de 2 étoiles séparées angulairement ne traversent pas les mêmes portions de l'atmosphère turbulente. Il en résulte que les perturbations de phase subies par les fronts d'onde correspondants ne sont pas identiques, et elles seront d'autant plus décorréelées que la séparation angulaire entre les étoiles et qu'il y aura de la turbulence dans le volume, en particulier dans les hautes couches.

Afin de quantifier les effets de l'anisoplanétisme, on utilise la notion d'*angle isoplanétique* qu'on note θ_0 . Cet angle correspond au domaine angulaire sur lequel on peut considérer que les perturbations de phase sont corrélées. Différentes définitions existent, mais il est courant d'utiliser la définition de

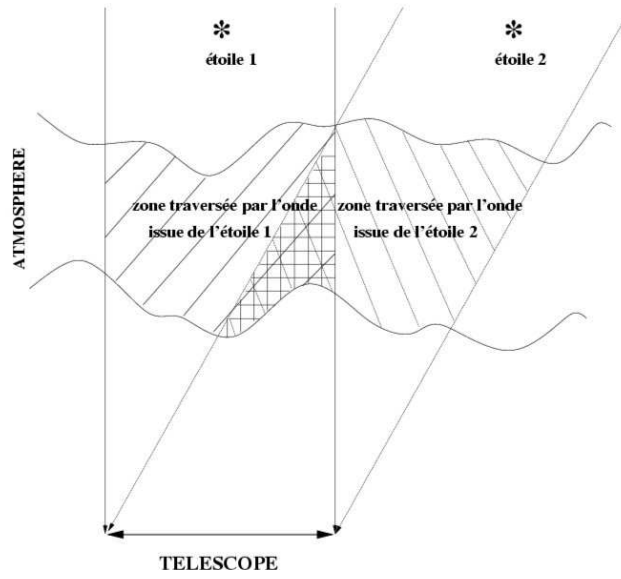


FIG. 2.3 – *Problème de l'anisoplanétisme : les rayons lumineux issus de 2 étoiles séparées angulairement ne traversent pas les mêmes portions de l'atmosphère. Il en résulte une décorrélation entre les fronts d'onde dans la pupille d'autant plus importante que l'angle entre les étoiles est importante. D'après Fusco (2000).*

Fried (1982). Dans ce cas, θ_0 est la valeur de l'angle pour lequel le front d'onde turbulent issu d'une source séparée angulairement de cette valeur a une variance spatiale égale à la variance spatiale du front d'onde issu de l'objet central augmentée de 1 rad². Son expression mathématique est :

$$\theta_0 = \left(2.905 \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \cos(\gamma)^{8/3} \int C_n^2(h) h^{5/3} dh \right)^{-3/5} \quad (2.22)$$

où γ est l'angle zénithal et λ la longueur d'onde. Cette équation peut se ré-écrire sous la forme (Roddier 1981) :

$$\theta_0 = 0.314 \frac{r_0}{\bar{h}} \quad (2.23)$$

où \bar{h} est une sorte de moyenne pondérée de l'altitude par le profil de C_n^2 :

$$\bar{h} = \left(\frac{\int_0^\infty h^{5/3} C_n^2(h) dh}{\int_0^\infty C_n^2(h) dh} \right)^{3/5} \quad (2.24)$$

Cette équation montre que θ_0 a les mêmes propriétés chromatiques que le paramètre de Fried r_0 , à savoir une dépendance en $\lambda^{6/5}$: le domaine de corrélation angulaire est là-encore plus grand dans le visible que dans l'infrarouge. A titre d'exemple, la valeur médiane de θ_0 au Cerro Paranal est de 2.42 arcsec à une longueur d'onde $\lambda = 0.5\mu m$ (Martin et al. 2000).

2.1.3 Décomposition modale de la phase turbulente

Lorsque la phase turbulente est limitée au support fini de la pupille (supposée circulaire) d'un télescope, il est intéressant de la décomposer sur une base discrète de *modes*. Une telle *décomposition*

modale a notamment l'avantage de réduire la complexité de l'étude de la phase turbulente à un nombre fini et réduit de degrés de liberté, qui sont alors les degrés les plus essentiels. L'autre avantage de cette technique est, pour une base bien conçue, d'avoir une base pour laquelle les modes sont classés par ordre spatial croissant. L'énergie de la turbulence est alors concentrée sur les premiers modes.

Généralités

Je reprends dans ce paragraphe les résultats de Gendron (1995) et Véran (1997) relatifs à la décomposition modale de la phase sur une famille de modes quelconque.

Soit un télescope de diamètre D et de surface S . On peut définir sa pupille \mathcal{P} (en général circulaire, et avec une occultation centrale due au miroir secondaire) par la fonction $P(\mathbf{r})$ définie par :

$$\begin{aligned} P(\mathbf{r}) &= 1 \text{ pour } \|\mathbf{r}\| \leq D/2 \\ P(\mathbf{r}) &= 0 \text{ sinon} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Soit \mathcal{E} l'ensemble des réalisations possibles de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ d'un front d'onde sur la pupille \mathcal{P} . \mathcal{E} est l'ensemble des fonctions continues à valeurs réelles définies sur \mathcal{P} , et peut être vu comme un espace vectoriel de dimension infinie dans lequel toute phase $\varphi(\mathbf{r})$ peut être assimilée à un vecteur. Soient ϕ_i et ϕ_j deux éléments quelconques de \mathcal{E} . On peut alors associer à \mathcal{E} le produit scalaire défini par :

$$(\Phi_i/\Phi_j) = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} P(\mathbf{r}) \Phi_i(\mathbf{r}) \Phi_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.26)$$

La norme est alors donnée par

$$\|\Phi\|^2 = (\Phi/\Phi) \quad (2.27)$$

Le piston de la phase est défini comme étant la valeur moyenne de la phase sur la pupille :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} P(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.28)$$

Ce terme correspond à un terme de phase constant sur la pupille et n'a pas d'influence sur les images formées au foyer du télescope, mais a par contre son importance dans les techniques d'interférométrie optique dans lesquelles on recombine la lumière issue de plusieurs télescopes. Ce sont les fluctuations de phase autour de cette valeur moyenne qui sont responsables de la dégradation des images au foyer des télescopes au sol. La notation $\varphi(\mathbf{r})$ utilisée dans cette thèse supposera toujours la phase à laquelle on a soustrait le piston.

Soit \mathcal{B} une des bases de \mathcal{E} . \mathcal{B} est constituée d'un nombre infini de *modes*, qui sont les *vecteurs* de cette base. \mathcal{B} s'écrit sous la forme $\mathcal{B} = \{M_1(\mathbf{r}), M_2(\mathbf{r}), \dots, M_\infty(\mathbf{r})\}$. Toute réalisation de la phase φ peut alors se décomposer de la façon suivante :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^{\infty} u_i M_i(\mathbf{r}) \quad (2.29)$$

On voit là l'idée de la décomposition modale qui est de transformer un front d'onde en vecteur. Les coefficients réels u_i dans l'équation précédente sont en effet les *coordonnées* de φ dans la base \mathcal{B} .

Les bases de \mathcal{E} les plus intéressantes sont celles qui sont orthonormales, c'est-à-dire celles pour lesquelles $(M_i/M_j) = \delta_{ij}$, où δ_{ij} est le symbole de Kronecker qui vaut 1 si $i = j$ et 0 sinon. L'avantage de telles bases est que dans ce cas la coordonnée u_i de φ sur le mode M_i est égal au produit scalaire de φ par M_i :

$$u_i = (\varphi/M_i) = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} \varphi(\mathbf{r}) M_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.30)$$

et la norme de φ s'écrit :

$$\|\varphi\|^2 = \sum_{i=1}^{\infty} u_i^2 \quad (2.31)$$

J'ai donc introduit dans ce paragraphe les notions nécessaires à la décomposition modale de la phase, dont l'objectif est d'assimiler un front d'onde turbulent quelconque φ à un vecteur. Je vais maintenant parler d'une base de modes très utilisée dans les études théoriques d'Optique Adaptative, qui est celle des *polynômes de Zernike*. Je vais décrire plus en détail ces polynômes et leurs propriétés vis-à-vis de la turbulence dans les lignes qui suivent.

Les polynômes de Zernike

Introduits par Zernike en 1934, la base des polynômes de Zernike est très utilisée en Optique Adaptative depuis l'article de Noll (1976) qui a explicité les propriétés de ces polynômes vis-à-vis de la turbulence. Ces polynômes ont en effet plusieurs avantages : ils sont définis sur un support circulaire, forment une base orthonormale, les premiers modes correspondent aux aberrations optiques classiques (tip-tilts, défocalisation, astigmatisme, etc...) et ressemblent aux premiers modes propres de l'atmosphère.

Ces polynômes sont avant tout un outil mathématique, on ne les trouvera jamais dans un système réel d'Optique Adaptative. Il me paraît donc important de citer Eric Gendron (1995) qui écrivait dans sa thèse :

“Je précise bien, non à l'intention de ceux qui connaissent ces polynômes mais à l'intention des astronomes qui se plongent dans le domaine de l'optique adaptative, que l'ensemble des polynômes de Zernike est avant tout un outil mathématique qui n'a pas de rapport avec le phénomène turbulent. Pas plus que la transformée de Fourier avec le cri des dauphins, même si cette dernière représente un outil de prédilection pour l'étudier.”

Intéressons nous maintenant à l'expression mathématique de ces polynômes, qui sont définis pour être orthonormaux sur une pupille de rayon unité, c'est à dire $(Z_i(\mathbf{r})/Z_j(\mathbf{r})) = \delta_{ij}$. On les repère par leur ordre radial n et leur ordre azimutal m , ou encore par leur indice i . Différentes définitions existent, mais on a l'habitude d'utiliser la définition de Noll (1976) :

$$\begin{aligned} Z_{i \text{ pair}}(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \cos(m\theta) & m \neq 0 \\ Z_{i \text{ impair}}(r, \theta) &= \sqrt{2(n+1)} R_n^m(r) \sin(m\theta) & m \neq 0 \\ Z_i(r, \theta) &= \sqrt{n+1} R_n^0(r) & m = 0 \end{aligned} \quad (2.32)$$

avec

$$R_n^m(r) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! [(n+m)/2 - s]! [(n-m)/2 - s]!} r^{n-2s} \quad (2.33)$$

où $[r, \theta]$ sont les coordonnées polaires sur la pupille du vecteur \mathbf{r} . n et m satisfont aux relations $m \leq n$ et $(n-m)$ pair. Il y a $n+1$ polynômes par ordre radial n , le premier polynôme de

n	Degré azimutal m				
	0	1	2	3	4
0	Z_1 1 Piston				
1		Z_2, Z_3 $2r \cos \theta$ $2r \sin \theta$ Tip-Tilt			
2	Z_4 $\sqrt{3}(2r^2 - 1)$ Defocus		Z_5, Z_6 $\sqrt{6}r^2 \cos 2\theta$ $\sqrt{6}r^2 \sin 2\theta$ Astigmatisme		
3		Z_7, Z_8 $\sqrt{8}(3r^3 - 2r) \cos \theta$ $\sqrt{8}(3r^3 - 2r) \sin \theta$ Coma		Z_9, Z_{10} $\sqrt{8}r^3 \cos 3\theta$ $\sqrt{8}r^3 \sin 3\theta$ Coma Tri.	
4	Z_{11} $\sqrt{5}(6r^4 - 6r^2 + 1)$ Abb. sphérique		Z_{12}, Z_{13} $\sqrt{10}(4r^4 - 3r^2) \cos 2\theta$ $\sqrt{10}(4r^4 - 3r^2) \sin 2\theta$		Z_{14}, Z_{15} $\sqrt{10}r^4 \cos 4\theta$ $\sqrt{10}r^4 \sin 4\theta$

TAB. 2.1 – *Forme analytique des premiers polynômes de Zernike*

l'ordre radial n a un indice qui vaut $i_{min} = n(n+1)/2 + 1$, le dernier polynôme de l'ordre radial n un indice $i_{max} = (n+1)(n+2)/2$. On montre que le polynôme d'indice i a un ordre radial $n = \text{int}([\sqrt{8i-7}-1]/2)$, où $\text{int}(x)$ est la partie entière de x . La figure 2.4 montre ainsi les polynômes de Zernike 1 à 21, et le tableau 2.1 donne la forme analytique des polynômes de Zernike 1 à 15.

La transformée de Fourier $Q_i(\mathbf{f})$ des polynômes de Zernike a aussi une expression analytique connue (Noll 1976) :

$$\begin{aligned}
Q_{i \text{ pair}}(f, \beta) &= (-1)^{(n-m)/2} i^m \sqrt{2(n+1)} \cos(m\beta) \frac{J_{n+1}(2\pi f)}{\pi f} & m \neq 0 \\
Q_{i \text{ impair}}(f, \beta) &= (-1)^{(n-m)/2} i^m \sqrt{2(n+1)} \sin(m\beta) \frac{J_{n+1}(2\pi f)}{\pi f} & m \neq 0 \\
Q_{i \text{ impair}}(f, \beta) &= \sqrt{n+1} \frac{J_{n+1}(2\pi f)}{\pi f} & m = 0
\end{aligned} \tag{2.34}$$

où $[f, \beta]$ sont les coordonnées du vecteur fréquence spatiale \mathbf{f} , et $J_n(x)$ est la fonction de Bessel d'ordre n .

En utilisant cette base de polynômes, la phase turbulente $\varphi(\mathbf{r})$ s'exprime de la façon suivante :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i Z_i(\mathbf{r}) \tag{2.35}$$

La sommation dans cette équation commençant à l'indice $i = 2$ car $\varphi(\mathbf{r})$ représente la phase à laquelle on a soustrait le mode piston (Z_1).

Comme la base des polynômes de Zernike est orthonormée, le coefficient a_i du polynôme de Zernike Z_i dans la décomposition modale de $\varphi(\mathbf{r})$ est obtenu par le produit scalaire de la phase avec le polynôme considéré :

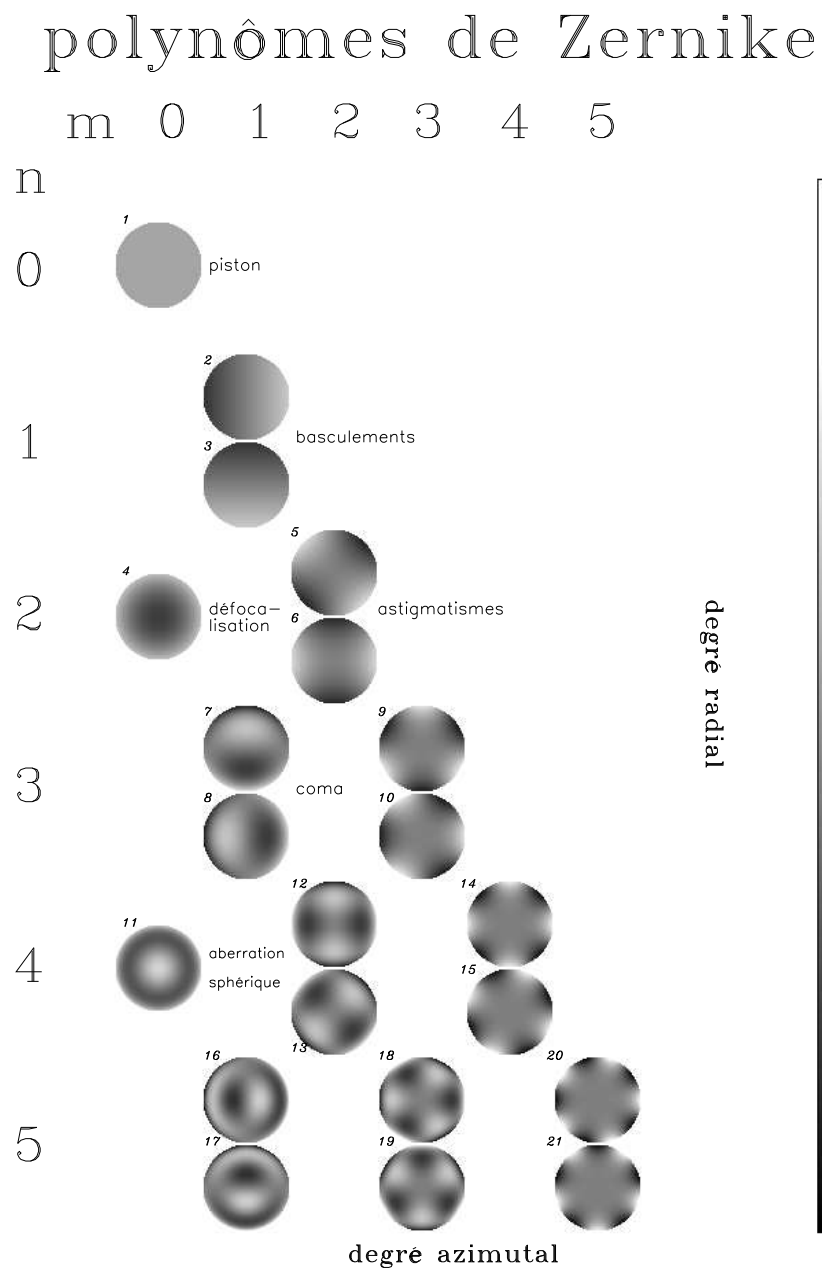


FIG. 2.4 – Polynômes de Zernike de 1 à 21 rangés par ordre radial et aziutal. A noter la correspondance des premiers ordres avec les aberrations optiques classiques.

$$a_i = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} \varphi(\mathbf{r}) Z_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (2.36)$$

Les polynômes de Zernike étant sans unité, les coefficients a_i portent donc l'unité de la phase, à savoir des radians. Ce nombre de radians correspond en fait à *des radians rms sur la pupille*, qui donnent la perturbation de phase apportée par le polynôme concerné. La base formée par ces polynômes est orthonormée, il en résulte que la variance spatiale moyenne σ_φ^2 de la phase φ s'écrit :

$$\sigma_\varphi^2 = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} \langle \varphi^2(\mathbf{r}) \rangle d\mathbf{r} = \sum_{i=2}^{\infty} \langle a_i^2 \rangle \quad (2.37)$$

Pour une turbulence de type Kolmogorov et en l'absence d'occultation centrale, on a (Noll 1976) :

$$\sigma_\varphi^2 \approx 1.03 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.38)$$

Nous verrons plus loin que la variance de phase est très importante car elle a une influence sur les caractéristiques des images formées au foyer du télescope.

Pour finir ce paragraphe sur la définition des polynômes de Zernike, il faut aussi parler de l'analogie entre fréquence spatiale et polynôme de Zernike. Conan (1994) montre ainsi que la fréquence spatiale maximale $F_c(n)$ correspondant à un ordre radial n et une pupille de diamètre D (en mètres) vaut :

$$F_c(n) \approx 0.37 \frac{n+1}{D} \quad (2.39)$$

Covariances spatiales des coefficients des polynômes de Zernike

Dans le cas de la phase turbulente, les coefficients a_j de l'équation (2.35) sont aléatoires. Ces coefficients ne varient pas de façon indépendante mais sont corrélés entre eux.

De manière générale, le calcul de la matrice de covariance $\langle a_i a_j \rangle$ fait intervenir la transformée de Fourier $Q_i(\mathbf{f})$ des polynômes de Zernike ainsi que le spectre de puissance spatiale $W_\varphi(\mathbf{f})$ de la turbulence :

$$\langle a_i a_j \rangle = \frac{1}{S^2} \int Q_i(\mathbf{f}) Q_j^*(\mathbf{f}) W_\varphi(\mathbf{f}) d\mathbf{f} \quad (2.40)$$

Dans le cas d'une turbulence Kolmogorov avec une échelle externe \mathcal{L}_0 infinie, Noll (1976) a donné une expression analytique de la matrice de covariance des coefficients de Zernike. Si n_i et m_i sont l'ordre radial et azimutal du polynôme Z_i , et n_j et m_j l'ordre radial et azimutal du polynôme Z_j , on a :

$$\begin{aligned} \langle a_i a_j \rangle &= 3.90 [(n_i + 1)(n_j + 1)]^{1/2} (-1)^{(n_i + n_j - 2m_i)/2} \delta_{m_i m_j} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \\ &\times \frac{2^{-14/3} \Gamma(14/3) \Gamma[(n_i + n_j - 14/3 + 3)/2]}{\Gamma[n_j - n_i + 14/3 + 1)/2] \Gamma[n_i - n_j + 14/3 + 1)/2] \Gamma[n_i + n_j + 14/3 + 3)/2]} \\ &\text{si } |i - j| \text{ est paire ou } m_i = m_j = 0 \\ &= 0 \quad \text{si } |i - j| \text{ est impair} \end{aligned} \quad (2.41)$$

En présence d'une échelle externe \mathcal{L}_0 , il faut introduire le spectre de Von-Karman dans l'équation (2.40). La matrice de covariance $\langle a_i a_j \rangle$ devient alors (Takato et Yamaguchi 1995; Conan 2000) :

$$\begin{aligned}
\langle a_i a_j \rangle &= 1.16 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \sqrt{(n_i + 1)(n_j + 1)(-1)^{(n_i + n_j - 2m_i)/2} \delta_{m_i m_j}} \\
&\times \left\{ \Gamma \left[\begin{matrix} \frac{3+n_i+n_j}{2}, \frac{4+n_i+n_j}{2}, \frac{2+n_i+n_j}{2}, \frac{5}{6} - \frac{n_i+n_j}{2} \\ 3+n_i+n_j, 2+n_i, 2+n_j \end{matrix} \right] \right. \\
&\times (\pi D f_0)^{n_i+n_j-5/3} {}_3F_4 \left[\begin{matrix} \frac{3+n_i+n_j}{2}, \frac{4+n_i+n_j}{2}, \frac{2+n_i+n_j}{2}; (\pi D f_0)^2 \\ 3+n_i+n_j, 2+n_i, 2+n_j, \frac{1}{6} + \frac{n_i+n_j}{2} \end{matrix} \right] \\
&+ \Gamma \left[\begin{matrix} \frac{n_i+n_j}{2} - \frac{5}{6}, \frac{7}{6}, \frac{17}{6}, \frac{11}{6} \\ \frac{n_i+n_j}{2} + \frac{23}{6}, \frac{n_i-n_j}{2} + \frac{17}{6}, \frac{n_j-n_i}{2} + \frac{17}{6} \end{matrix} \right] \\
&\times {}_3F_4 \left[\begin{matrix} \frac{7}{6}, \frac{17}{6}, \frac{11}{6}; (\pi D f_0)^2 \\ \frac{n_i+n_j}{2} + \frac{23}{6}, \frac{n_i-n_j}{2} + \frac{17}{6}, \frac{n_j-n_i}{2} + \frac{17}{6}, \frac{11}{6} - \frac{n_i+n_j}{2} \end{matrix} \right] \left. \right\}, \\
&\text{si } |i-j| \text{ est paire ou } m_i = m_j = 0 \\
&= 0 \text{ si } |i-j| \text{ est impaire}
\end{aligned} \tag{2.42}$$

avec $1.16 = \frac{2\Gamma(11/6)}{\pi^{3/2}} \left[\frac{24}{5} \Gamma\left(\frac{6}{5}\right) \right]^{5/6}$. Cette équation utilise la notation :

$$\Gamma \left[\begin{matrix} (a) \\ (b) \end{matrix} \right] = \Gamma \left[\begin{matrix} a_1, \dots, a_p \\ b_1, \dots, b_q \end{matrix} \right] = \frac{\prod_{n=1}^p \Gamma(a_n)}{\prod_{m=1}^q \Gamma(b_m)} \tag{2.43}$$

La fonction ${}_3F_4$ est la fonction hypergéométrique généralisée ${}_pF_q$ avec $p = 3$ et $q = 4$, qui peut s'écrire sous la forme (Conan 2000) :

$${}_pF_q \left[\begin{matrix} (a); z \\ (b) \end{matrix} \right] = \Gamma \left[\begin{matrix} (a) \\ (b) \end{matrix} \right] \sum_{k=0}^{+\infty} \Gamma \left[\begin{matrix} (a) + k \\ (b) + k \end{matrix} \right] \frac{z^k}{k!} \tag{2.44}$$

Les équations (2.41) et (2.42) permettent de calculer la variance de chaque coefficient de Zernike $\langle a_i^2 \rangle$, qui est le i^e terme de la diagonale de $\langle a_i a_j \rangle$. Pour une échelle externe \mathcal{L}_0 infinie, la variance des coefficients des polynômes de Zernike d'ordre radial n est égale à :

$$\langle a_i^2 \rangle = 0.75957 \frac{\Gamma(n-5/6)}{\Gamma(n+23/6)} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \tag{2.45}$$

La figure 2.5 montre cette variance pour une turbulence Kolmogorov ($\mathcal{L}_0 = \infty$) et une turbulence Von-Karman ($\mathcal{L}_0 = 24$ ou 48 mètres). Nous voyons que plus l'échelle externe est faible et moins la variance des premiers coefficients est importante. Ceci n'est pas étonnant. En effet, comme l'échelle externe a pour effet de faire saturer le spectre de la turbulence aux basses fréquences, c'est là que ses effets vont se faire le plus sentir. Or, du fait de l'analogie entre ordre radial et fréquence spatiale, on comprend qu'il y ait une diminution de la variance pour les coefficients des premiers polynômes puisque ce sont justement eux qui correspondent à ces basses fréquences. Cet effet avait déjà été remarqué par Winker (1991) et Chassat (1992). Ce dernier donne d'ailleurs l'expression de l'atténuation η de la variance des coefficients donnée par l'équation (2.37) due à l'échelle externe. Cette atténuation s'écrit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \eta \approx 1 - 0.77 \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^{1/3} + 0.09 \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^2 - 0.54 \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^{7/3} & \text{si } n = 1 \\ \eta \approx 1 - 0.39 \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^2 + 0.27 \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^{7/3} & \text{si } n = 2 \\ \eta \approx 1 - 0.38 \frac{1}{(n-11/6)(n+23/6)} \left(\frac{2\pi D}{\mathcal{L}_0} \right)^2 & \text{si } n \geq 3 \end{array} \right. \tag{2.46}$$

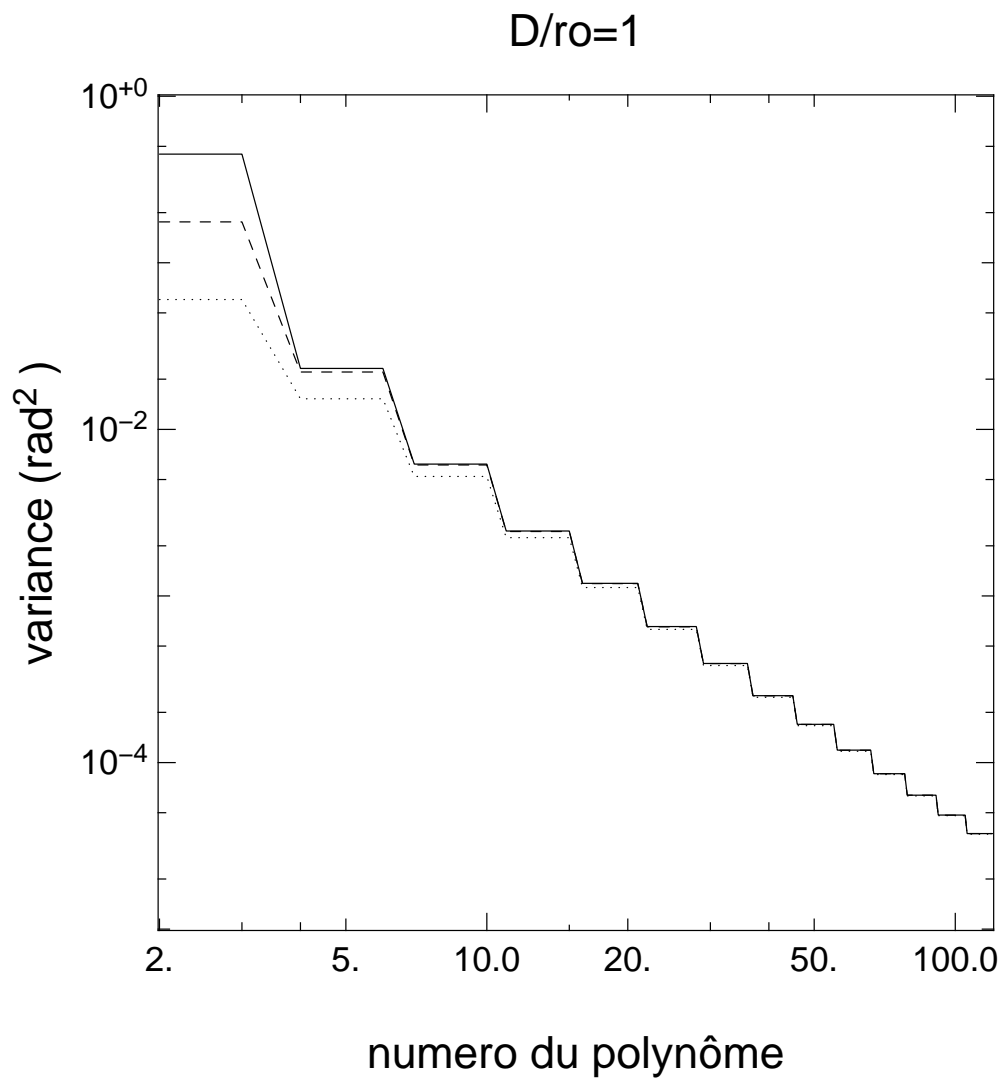


FIG. 2.5 – Variance théorique des 120 premiers coefficients de Zernike (échelle logarithmique) et pour des échelles externes $\mathcal{L}_0 = \infty$ (trait plein), $\mathcal{L}_0 = 100\text{m}$ (trait) et $\mathcal{L}_0 = 24\text{m}$ (points, valeur médiane au Cerro-Paranal). La pupille considérée a un diamètre $D = 8$ mètres.

Les effets de l'échelle externe étant largement moindres aux hautes fréquences spatiales, la variance turbulente des hauts ordres sera quasiment la même pour une turbulence Von-Karman ou une turbulence Kolmogorov. En utilisant de nouveau la même analogie entre fréquence spatiale et ordre radial, Conan (1994) trouve que la variance $\sigma^2(n)$ des polynômes de Zernike d'ordre radial n peut s'écrire :

$$\sigma^2(n) \approx 0.7632(n+1)^{-11/3} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.47)$$

Supposons maintenant qu'un certain nombre de termes j aient été enlevés de l'équation (2.35). La phase restante, ou *phase résiduelle*, vaut alors :

$$\varphi_{res}(\mathbf{r}) = \sum_{i=j+1}^{\infty} Z_i(\mathbf{r}) \quad (2.48)$$

Cette phase résiduelle aura alors une variance moyenne, notée *variance résiduelle*, qui s'écrit pour les grandes valeurs de j (Noll 1976) :

$$\sigma_j^2 \approx 0.2944j^{-\sqrt{3}/2} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.49)$$

La variance résiduelle peut aussi s'exprimer en fonction de l'ordre radial n_{max} correspondant à l'indice j (Conan 1994) :

$$\sigma_{n_{max}}^2 \approx 0.458(n_{max}+1)^{-5/3} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (2.50)$$

Je me suis intéressé dans ce paragraphe aux covariances spatiales des coefficients des polynômes de Zernike. Je vais maintenant décrire les covariances des coefficients du point de vue angulaire.

Covariances angulaires des coefficients des polynômes de Zernike

Nous avons vu au paragraphe 2.1.2 que la phase turbulente subissait le phénomène d'anisoplanétisme dû à la structure volumique de l'atmosphère. Ce phénomène implique que les phases dans la pupille provenant de deux sources séparées angulairement ne sont pas identiques. On intuite donc que les coefficients des polynômes de Zernike vont aussi subir ce phénomène de décorrélation. Je vais donc m'intéresser maintenant aux propriétés angulaires des coefficients des polynômes de Zernike.

Si on appelle $\varphi(\mathbf{r}, \alpha_1)$ et $\varphi(\mathbf{r}, \alpha_2)$ les phases dans la pupille des fronts d'onde issus des deux sources (supposées à l'infini), on va s'intéresser à la quantité $\langle \varphi(\mathbf{r}, \alpha_1) \varphi(\mathbf{r}, \alpha_2) \rangle$.

Les deux fronts d'onde peuvent se projeter sur la base des polynômes de Zernike. On a alors :

$$\varphi(\mathbf{r}, \alpha_1) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i(\alpha_1) Z_i(\mathbf{r}) \quad (2.51)$$

$$\varphi(\mathbf{r}, \alpha_2) = \sum_{i=2}^{\infty} a_i(\alpha_2) Z_i(\mathbf{r}) \quad (2.52)$$

La corrélation entre les deux fronts d'onde s'écrit alors :

$$\langle \varphi(\mathbf{r}, \alpha_1) \varphi(\mathbf{r}, \alpha_2) \rangle = \sum_{i=2}^{\infty} \sum_{j=2}^{\infty} \langle a_i(\alpha_1) a_j(\alpha_2) \rangle Z_i(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) \quad (2.53)$$

K^+	$m_i = 0$	$m_i \neq 0$ et i pair	$m_i \neq 0$ et i impair
$m_j = 0$	1	$\sqrt{2}$	0
$m_j \neq 0$ et i pair	$(-1)^{m_j} \sqrt{2}$	$(-1)^{m_j}$	0
$m_j \neq 0$ et i impair	0	0	$(-1)^{m_j+1}$
K^-	$m_i = 0$	$m_i \neq 0$ et i pair	$m_i \neq 0$ et i impair
$m_j = 0$	0	0	0
$m_j \neq 0$ et i pair	0	$S_{i,j}$	0
$m_j \neq 0$ et i impair	0	0	$S_{i,j}$

TAB. 2.2 – Tableau récapitulatif des coefficients K^+ et K^- intervenant dans le calcul de l'équation (2.55). $S_{i,j} = 1$ si $m_i + m_j$ est pair et $S_{i,j} = \text{signe}(m_i - m_j)$ pour $m_i + m_j$ impair.

Si on pose $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$, et si on suppose que les deux sources sont à l'infini (étoiles naturelles), le calcul des corrélations angulaires s'écrit alors (Chassat 1992) :

$$\langle a_i(0)a_j(\alpha) \rangle = 3.895 \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \frac{\int_0^{h_{max}} dh C_n^2(h) I_{ij}(\alpha h/R)}{\int_0^\infty dh C_n^2(h) dh} \quad (2.54)$$

où h_{max} est la limite haute de l'atmosphère, h la hauteur de la couche turbulente et R le rayon de la pupille. $I_{ij}(x)$ est définie par :

$$\begin{aligned} I_{ij}(x) = & (-1)^{(n_i+n_j-m_i-m_j)/2} \sqrt{(n_i+1)(n_j+1)} \\ & \times \left[K^+ \int_0^\infty \frac{dk}{k} (k^2 + k_0^2)^{-11/6} J_{n_i+1}(2\pi k) J_{n_j+1}(2\pi k) J_{m_i+m_j}(2\pi kx) \right. \\ & \left. + K^- \int_0^\infty \frac{dk}{k} (k^2 + k_0^2)^{-11/6} J_{n_i+1}(2\pi k) J_{n_j+1}(2\pi k) J_{|m_i-m_j|}(2\pi kx) \right] \end{aligned} \quad (2.55)$$

avec $k_0 = 2\pi/\mathcal{L}_0$. Les valeurs de K^+ et K^- sont données sur la table 2.2.

Le calcul de ces corrélations angulaires peut aussi se généraliser au cas où les fronts d'onde proviennent soit de deux sources artificielles situées à distance finie, soit d'une source naturelle et d'une source artificielle. Des études de ces corrélations ont notamment été faites par Molodij et Rousset (1997) et Whiteley et al. (1998).

Thierry Fusco (2000) a étudié dans sa thèse les corrélations angulaires de la phase en étudiant la dépendance des corrélations des coefficients des polynômes de Zernike en fonction du profil de turbulence, ceci dans le cas de fronts d'onde issus d'objets à l'infini. Il y a remarqué que la corrélation angulaire était peu sensible au profil, et qu'un profil de turbulence complexe pouvait très bien se modéliser par un profil simple, avec typiquement 3 couches. Il a également noté que plus l'indice du polynôme augmentait et plus la corrélation angulaire chutait rapidement. L'influence de l'échelle externe sur les corrélations angulaires des premiers polynômes a aussi été remarquée : plus \mathcal{L}_0 est faible et plus les corrélations chutent rapidement.

Propriétés temporelles des coefficients des polynômes de Zernike

Si on considère toujours l'hypothèse de turbulence gelée, et si on considère une turbulence Kolmogorov, on peut alors calculer les propriétés temporelles des polynôme de Zernike vis-à-vis de la turbulence. Conan (1994) trouve ainsi que le spectre de puissance temporel des coefficients des polynômes de Zernike présente une fréquence de coupure $f_c(n) \approx 0.3(n+1)V/D$, où V est la vitesse du vent et D le diamètre du télescope. Le spectre de puissance temporel $DSP_n(f)$ a les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned}
DSP_n(f) &\propto f^{-2/3} \text{ si } f \leq F_c(n) \text{ et } n = 1 \\
DSP_n(f) &\propto f^0 \text{ si } f \leq F_c(n) \text{ et } n > 1 \\
DSP_n(f) &\propto f^{-17/3} \text{ si } f \geq F_c(n) \text{ et } n \geq 1
\end{aligned} \tag{2.56}$$

Les polynômes de Zernike du point de vue numérique

Pour clore tous ces paragraphes consacrés aux propriétés des polynômes de Zernike, je vais maintenant parler des problèmes qui se posent lorsqu'on projette les Zernike dans un support discret. En effet, les résultats de cette deuxième partie ont tous été obtenus à l'aide de simulations numériques, simulations où les polynômes de Zernike ont intensivement été utilisés.

Du point de vue mathématique, les polynômes de Zernike forment une base orthonormée, ce qui signifie :

$$\frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} Z_i(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \delta_{ij} \tag{2.57}$$

Lorsqu'on passe dans un support discret, les polynômes de Zernike ne forment plus une base orthonormée, et cette équation devient

$$\frac{1}{N_{pix}} \sum_{k=1}^{N_{pix}} Z_i(k) Z_j(k) \neq \delta_{ij} \tag{2.58}$$

où N_{pix} est le nombre de pixels sur lequel on simule la pupille. Supposons donc une phase quelconque $\varphi(\mathbf{r})$ représentée de façon discrète sur la pupille simulée, et dont on souhaite connaître les coefficients a_i dans la base $\mathcal{Z} = \{Z_2, Z_3, \dots, Z_{j_{max}}\}$ des j_{max} premiers polynômes de Zernike définis numériquement sur la pupille. Ce calcul se fait en plusieurs étapes.

Dans un premier temps, il faut calculer le coefficient b_j égal au produit scalaire de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ avec le mode $Z_i(\mathbf{r})$ à l'aide de l'équation (2.36), qui numériquement devient :

$$b_j = \frac{1}{N_{pix}} \sum_{k=1}^{N_{pix}} \varphi(k) Z_j(k) \tag{2.59}$$

Il faut ensuite calculer la *matrice de covariance géométrique* de la base \mathcal{Z} , notée Δ et définie dans Gendron (1995). Il faut noter que cette matrice de covariance géométrique peut s'utiliser sur n'importe quelle famille de modes $\mathcal{M} = \{M_1, M_2, M_3, \dots, M_{j_{max}}\}$. Le terme général Δ_{ij} de cette matrice s'écrit :

$$\Delta_{ij} = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} Z_i(\mathbf{r}) Z_j(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = \frac{1}{N_{pix}} \sum_{k=1}^{N_{pix}} Z_i(k) Z_j(k) \tag{2.60}$$

Alors, si on appelle \mathbf{b} le vecteur de coordonnées $(b_2, b_3, \dots, b_{j_{max}})$, et \mathbf{a} le vecteur de coordonnées $(a_2, a_3, \dots, a_{j_{max}})$ qui contient les coefficients *réels* de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ dans la base des polynômes de Zernike, on a alors (Gendron 1995)

$$\mathbf{a} = \Delta^{-1} \mathbf{b} \tag{2.61}$$

avec Δ^{-1} la matrice inverse de Δ , ce qui suppose que Δ est inversible, c'est à dire que la famille \mathcal{Z} est une base.

Je viens de décrire dans ces différents paragraphes les propriétés des polynômes de Zernike vis-à-vis de la turbulence. J'ai commencé par donner leur expression mathématique, puis j'ai montré leurs propriétés spatiales, angulaires et temporelles, ainsi que les problèmes qui se posent lorsqu'on les projette sur un support discret. Toutefois, d'autres bases de modes différentes des polynômes de Zernike sont utilisables pour étudier la turbulence. Elles sont décrites dans le prochain paragraphe.

Autres bases de modes

Nous avons vu que les coefficients des polynômes de Zernike sont corrélés entre eux vis à vis de la turbulence atmosphérique. Il existe une base de modes pour laquelle les différents coefficients sont statistiquement indépendants. Cette base est la base des *Karhunen-Loève* (Wang et Markey 1978; Roddier 1990), notée KL. Cette base est également orthonormale, et elle est optimale dans le sens où la représentation de la phase à un certain nombre N de modes de Karhunen-Loève garantit que l'erreur résultant de cette représentation est minimale. Si on appelle $\varphi_{KL}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N k_i KL(\mathbf{r})$, alors on peut montrer que $\langle \|\varphi - \varphi_{KL}\|^2 \rangle$ est minimale.

Le problème des KL est qu'ils n'ont pas d'expression analytique directe, et il faut obligatoirement passer par une intégration numérique pour les calculer. Il est toutefois possible de les exprimer en fonction des polynômes de Zernike. Le principe consiste à diagonaliser la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike $\langle a_i a_j \rangle$. Les vecteurs propres de la matrice donnent alors les coordonnées des KL dans la base des polynômes de Zernike. Ceci permet de voir que les premiers KL sont très proches des premiers polynômes de Zernike (Roddier 1990).

Une autre base de modes dont il me paraît aussi important de parler est la base des *modes d'un miroir déformable*. Le miroir déformable est en effet l'un des éléments clef d'un système d'Optique Adaptative, technique dont je parlerai plus en détail au prochain chapitre. Un miroir déformable a un nombre fini A_{max} d'actionneurs permettant de déformer la surface du miroir. A chaque actionneur correspond une déformée du miroir. La première base à laquelle on pense intuitivement est justement la base des déformées. Cette base est rarement orthonormale, aussi il est important d'utiliser la matrice de covariance géométrique définie à l'équation (2.60) pour préciser les coordonnées de la phase incidente sur les modes du miroir. De plus, cette base n'est pas forcément la meilleure lorsqu'il s'agit de compenser les effets de la turbulence atmosphérique, aussi d'autres bases tenant compte des propriétés de la turbulence sont possibles, permettant d'optimiser la correction. C'est là tout l'art de la *commande modale* décrite par Gendron (1995).

2.1.4 Conclusion

L'objectif de cette section était de décrire les propriétés de la phase turbulente. Cette dernière a en effet une influence directe sur les propriétés des images des télescopes au sol. J'ai commencé par présenter les propriétés spatio-temporelles de la phase, et j'ai introduit les grandeurs caractéristiques de la turbulence que sont le paramètre de Fried r_0 , l'échelle externe \mathcal{L}_0 (caractéristique d'une turbulence Von-Karman), et le temps de cohérence τ_0 . J'ai également parlé du problème d'anisoplanétisme lié à la structure en altitude de la turbulence, et j'ai alors introduit l'angle isoplanétique θ_0 .

Un autre point important pour l'étude de la phase turbulente est la notion de décomposition modale, qui permet d'assimiler un front d'onde à un vecteur. J'ai parlé d'une base de modes très répandus en Optique Adaptative et qui seront très utilisés dans cette thèse, à savoir la base des polynômes de Zernike. J'ai notamment décrit les propriétés spatiales et angulaires de ces polynômes vis à vis de la turbulence.

Après avoir parlé des propriétés de la phase turbulente, je vais maintenant rentrer plus dans les détails de son influence sur les propriétés des images des télescopes au sol.

2.2 Caractérisation d'une image longue pose

2.2.1 Caractéristique de la FEP longue pose

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent aux propriétés de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ arrivant à la pupille du télescope après traversée de l'atmosphère. Pourquoi tant d'intérêt? La réponse est dans cette section.

Supposons qu'on observe avec un télescope d'un certain diamètre $D = 2R$ une source ponctuelle monochromatique de longueur d'onde λ située à l'infini. Au niveau de la pupille du télescope, le front d'onde lumineux émis par cette source a une amplitude complexe

$$\psi(\mathbf{r}) = P(\mathbf{r}) \exp[-i\varphi(\mathbf{r})] \quad (2.62)$$

Regardons maintenant l'image de ce point source au foyer du télescope. La théorie de la diffraction de Fraunhofer énonce que l'amplitude complexe de l'onde $\psi_{im}(\boldsymbol{\alpha})$ dans le plan focal est proportionnelle à la transformée de Fourier de l'amplitude complexe de l'onde au niveau de la pupille. Mathématiquement, cela s'écrit :

$$\psi_{im}(\boldsymbol{\alpha}) \propto \int \psi(\mathbf{r}) \exp[-2i\pi/\lambda \mathbf{r} \cdot \boldsymbol{\alpha}] d\mathbf{r} \quad (2.63)$$

La distribution d'intensité de l'image est alors proportionnelle au carré du module de l'amplitude complexe de l'onde dans le plan focal. Cette distribution d'intensité de l'image d'un point sera appelée FEP⁵ dans la suite de la thèse. Si on note $K(\boldsymbol{\alpha})$ cette distribution d'intensité, où $\boldsymbol{\alpha}$ repère la direction dans le ciel correspondant à une position donnée dans le plan focal, on a :

$$\|K(\boldsymbol{\alpha})\| \propto \|\mathcal{F}[\psi(\lambda\mathbf{f})P(\lambda\mathbf{f})]\|^2 \quad (2.64)$$

où \mathcal{F} désigne l'opérateur transformée de Fourier et \mathbf{f} le vecteur fréquence spatiale angulaire $\mathbf{f} = \mathbf{r}/\lambda$. La transformée de Fourier de la FEP est appelée la *Fonction de Transfert Optique*⁶. Le théorème de Wiener-Khintchine nous dit alors que la FTO est égale à l'autocorrélation de l'amplitude complexe $\psi(\mathbf{r})$:

$$\tilde{K}(\mathbf{f}) = \tilde{K}(\boldsymbol{\rho}/\lambda) = \frac{1}{S} \int \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) P(\mathbf{r}) P(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) d\mathbf{r} \quad (2.65)$$

le facteur $1/S$ servant à normaliser la FEP en énergie ($\|K(\boldsymbol{\alpha})\|^2 = 1$).

Intéressons-nous maintenant aux caractéristiques de l'image longue pose du système *atmosphère+télescope*, en particulier à la FTO longue pose. Celle-ci peut se définir comme la moyenne d'ensemble des FTO "instantanées" associées aux courtes poses, soit :

$$\begin{aligned} \langle \tilde{K}(\mathbf{f}) \rangle &= \frac{1}{S} \int P(\mathbf{r}) P(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) \langle \psi(\mathbf{r}) \psi^*(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) \rangle d\mathbf{r} \\ &= \frac{1}{S} \int P(\mathbf{r}) P(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) \langle \exp \{i [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f})] \} \rangle d\mathbf{r} \end{aligned} \quad (2.66)$$

5. Fonction d'Etalement de Point

6. Abbréviation : FTO

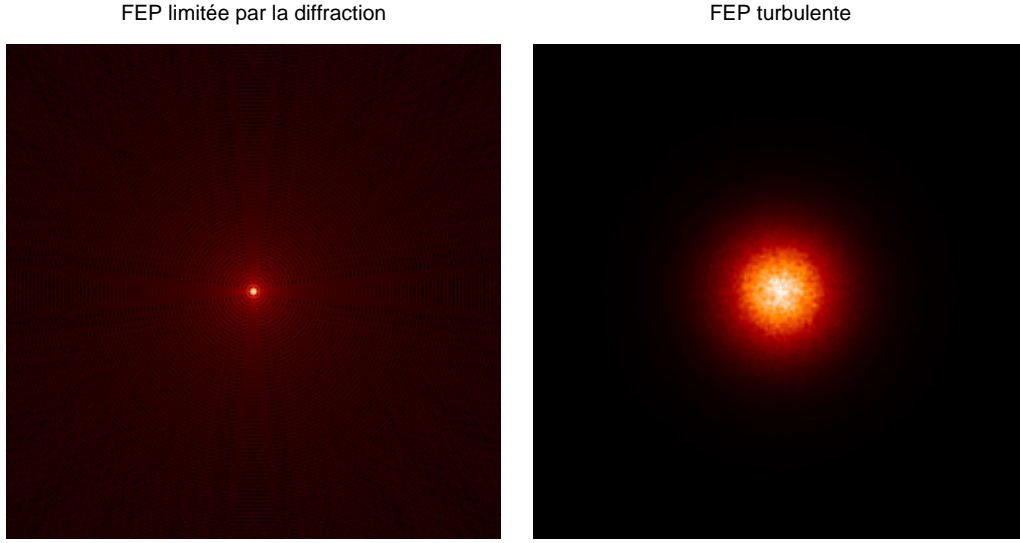


FIG. 2.6 – *FEP limitée par la diffraction (gauche) et FEP turbulente (à droite) en bande I. Le champ est de $3 \times 3 \text{ arcsec}^2$. Télescope de 8 mètres, $r_0 = 12.4 \text{ cm}$ @ $\lambda = 0.5 \text{ }\mu\text{m}$, $\mathcal{L}_0 = 24 \text{ mètres}$.*

$\varphi(\mathbf{r})$ étant une variable aléatoire gaussienne, il en est de même pour $\varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f})$. Or il se trouve que la fonction caractéristique d'une variable aléatoire gaussienne centrée u vaut : $\langle \exp(iu) \rangle = \exp(-\langle u^2 \rangle / 2)$. On peut donc écrire :

$$\begin{aligned} \langle \exp i [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f})] \rangle &= \exp -\frac{1}{2} \langle [\varphi(\mathbf{r}) - \varphi(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f})]^2 \rangle \\ &= \exp \left(-\frac{1}{2} D_\varphi(\lambda\mathbf{f}) \right) \end{aligned} \quad (2.67)$$

Si on s'intéresse donc à la FTO longue pose définie dans l'équation (2.66), on voit qu'elle est le produit d'un terme uniquement lié à l'instrument d'optique $T(\mathbf{f})$ et d'un terme uniquement lié à la turbulence atmosphérique $B(\mathbf{f})$, c'est à dire :

$$\langle \tilde{K}(\mathbf{f}) \rangle = T(\mathbf{f}) \times B(\mathbf{f}) \quad (2.68)$$

avec

$$B(\mathbf{f}) = \exp \left(-\frac{1}{2} D_\varphi(\lambda\mathbf{f}) \right) \quad (2.69)$$

et pour une pupille circulaire pleine sans obstruction centrale (Lena 1998) :

$$T(\mathbf{f}) = \frac{1}{S} \int P(\mathbf{r}) P(\mathbf{r} + \lambda\mathbf{f}) = \frac{2}{\pi} \left[\arccos \left(\frac{\lambda f}{D} \right) - \frac{\lambda f}{D} \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda f}{D} \right)^2} \right] \quad (2.70)$$

Nous avons donc l'expression de la FTO longue pose $\langle \tilde{K}(\mathbf{f}) \rangle$. La FEP longue pose $\langle K(\boldsymbol{\alpha}) \rangle$ due à la turbulence⁷ est la transformée de Fourier inverse de cette expression. La figure 2.6 montre une FEP limitée par la diffraction et une FEP turbulente en bande I pour des conditions médianes de turbulence au Cerro Paranal, obtenues par simulation numérique. On y voit que la FEP turbulente est beaucoup plus large que la FEP limitée par la diffraction. On comprend ainsi comment la turbulence

7. qu'on notera FEP turbulente

dégrade la résolution angulaire.

On fait souvent l'approximation que la FEP turbulente est une gaussienne dont la largeur à mi-hauteur est égale à la résolution angulaire. Ceci n'est pas tout à fait vrai. Par exemple, pour un télescope de diamètre infini, Gendron (1995) trouve l'approximation suivante pour le profil $I(r)$ de la FEP turbulente déduit à partir de la transformée de Hankel de la FTO longue pose:

$$I(r) = 0.778 \left(\frac{r_0}{\lambda} \right)^2 \frac{3(r_0 r / \lambda)^2 + 9}{100(r_0 r / \lambda)^{17/3} + 10(r_0 r / \lambda)^4 + 33(r_0 r / \lambda)^2 + 9} \quad (2.71)$$

où r a la même unité que λ/r_0 . Cette expression est en $r^{-11/3}$ quand $r \rightarrow \infty$, ce qui signifie que le profil de la FEP longue pose décroît très vite, mais néanmoins moins vite qu'un profil gaussien.

Quelle est la résolution angulaire de la FEP turbulente? On peut montrer que pour une turbulence Kolmogorov, la largeur à mi-hauteur vaut (Sarazin et Roddier 1990; Tokovinin 2002)

$$FWHM(\lambda) = 0.976 \frac{\lambda}{r_0} \approx \frac{\lambda}{r_0} \quad (2.72)$$

Cette résolution angulaire imposée par la turbulence est couramment appelée "seeing" en anglais. A titre d'exemple, au Cerro Paranal, le seeing médian annoncé est de 0.81 arcsec pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5 \mu m$, à comparer avec la limite de diffraction du VLT qui à cette longueur d'onde vaut 0.012 arcsec (environ 70 fois moins). L'équation (2.72) montre d'ailleurs que ce "seeing" suit une loi chromatique en $\lambda^{-1/5}$. Il en résulte que la résolution angulaire imposée par la turbulence sera légèrement meilleure dans l'infrarouge que celle dans le visible.

Cette équation donne aussi une interprétation physique au paramètre de Fried, et qui est d'ailleurs sa définition originale d'après Fried (1965): c'est la valeur maximale du diamètre d'un télescope dont la résolution angulaire est égale à celle imposée par la turbulence. Mais ceci n'étant vrai que pour une turbulence Kolmogorov pleinement développée (\mathcal{L}_0 infinie), la formule (2.72) donne donc une valeur pessimiste de la résolution angulaire imposée par la turbulence en présence d'une échelle externe finie. Si on considère que la turbulence est la seule responsable de la dégradation des images, la résolution angulaire effective sera meilleure que celle prédite par l'équation (2.72). La figure 2.1 montre en effet que l'échelle externe \mathcal{L}_0 a une valeur finie, avec une valeur médiane d'une vingtaine de mètres. Cette valeur finie implique une diminution de la contribution des basses fréquences spatiales de la turbulence à la formation des images. Une des conséquences de cela est une diminution de l'élargissement de la tâche image, et par conséquent une largeur à mi-hauteur plus faible que celle donnée par la formule (2.72). Ceci sera abordé plus en détail au paragraphe 2.2.3.

Nous allons maintenant voir dans le prochain paragraphe comment la FEP est caractéristique du système d'imagerie *Atmosphère+Télescope*.

2.2.2 La relation objet-image

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que la FEP longue pose $\langle K(\alpha) \rangle$ donnait l'intensité de l'image d'un point (considéré sur l'axe optique) en un point dans le plan focal (repéré par le vecteur α). Pour alléger l'écriture, je noterai désormais $K(\alpha)$ la FEP longue pose. De plus, $K(\alpha)$ peut varier selon la position des objets β dans le champ, notamment à cause d'aberrations variables dans le champ. On notera donc maintenant la FEP de la manière suivante: $K(\alpha, \beta)$.

Considérons maintenant un objet quelconque, qui peut se caractériser par sa distribution angulaire d'intensité $O(\beta)$. La répartition d'intensité de l'image s'écrit alors :

$$I(\alpha) = \int O(\beta)K(\alpha, \beta)d\beta \quad (2.73)$$

Un système optique est dit isoplanétique si la FEP ne dépend pas de la direction d'observation β . On a alors $K(\alpha, \beta) = K(\alpha - \beta)$, et l'équation (2.73) se ré-écrit sous la forme du produit de convolution de la distribution d'intensité de l'objet $O(\alpha)$ par la FEP $K(\alpha)$:

$$I(\alpha) = \int O(\beta)K(\alpha - \beta)d\beta = O(\alpha) \otimes K(\alpha) \quad (2.74)$$

Ce produit de convolution devient un produit dans le plan de Fourier :

$$I(f) = O(f).K(f) \quad (2.75)$$

Du fait de cette convolution, on comprend alors comment la connaissance de la FEP suffit à caractériser toutes les caractéristiques du télescope (et éventuellement des instruments) du point de vue de la résolution angulaire. Je vais approfondir dans le prochain paragraphe les aspects liés à la résolution angulaire effective des télescopes au sol.

2.2.3 Influence de l'échelle externe sur la résolution angulaire et le couplage

L'influence de l'échelle externe du point de vue de la phase turbulente a déjà été évoquée au paragraphe 2.1. On y a vu notamment qu'une diminution de l'échelle externe entraîne une diminution de la variance turbulente dans les basses fréquences, donc une variance turbulente plus faible des coefficients des premiers polynômes de Zernike.

Tokovinin (2002) a déterminé une relation entre la résolution angulaire dans le cas d'une turbulence Kolmogorov pleinement développée (donnée par l'équation 2.72) et dans le cas d'une turbulence Von-Karman avec une échelle externe \mathcal{L}_0 finie. Si on appelle ϵ_0 la largeur à mi-hauteur pour une turbulence Kolmogorov et ϵ_{VK} la la largeur à mi-hauteur pour une turbulence Von-Karman, on a alors :

$$\epsilon_{VK} \approx \epsilon_0 \sqrt{1 - 2.183 \left(\frac{r_0}{\mathcal{L}_0} \right)^{0.356}} \quad (2.76)$$

J'ai étudié la validité de cette relation pour différentes conditions de turbulence et pour différentes longueurs d'onde. Plus précisément, j'ai considéré des valeurs de seeing à $\lambda = 0.5 \mu m$ allant de 0.5 à 1.6 secondes d'arc, permettant de donner les valeurs du paramètre de Fried r_0 à cette même longueur d'onde à l'aide de l'équation (2.72). J'ai également considéré 4 valeurs d'échelle externe \mathcal{L}_0 : 24, 48, 96 mètres et une échelle externe infinie. J'ai alors fait varier ces deux paramètres (seeing et échelle externe) pour simuler numériquement les FEP turbulentes dans plusieurs bandes, ce qui nécessite en premier lieu de simuler numériquement la phase turbulente. La simulation de la turbulence est précisément l'objet de l'annexe A, où je décris d'ailleurs une nouvelle méthode permettant de modéliser une phase turbulente avec une échelle externe réellement infinie, ce que les méthodes traditionnelles ne permettent pas. J'ai ensuite comparé les valeurs de largeur à mi-hauteur (FWHM) mesurées sur ces FEP simulées avec les FWHM données par l'équation (2.76). Les résultats de cette comparaison sont montrés sur la figure 2.7, sur laquelle on peut voir que la relation est bien respectée pour de telles conditions de turbulence, qui sont des conditions de turbulence typiques des sites astronomiques. Ceci valide donc non seulement la relation donnée par l'équation (2.76), mais également les routines de simulation

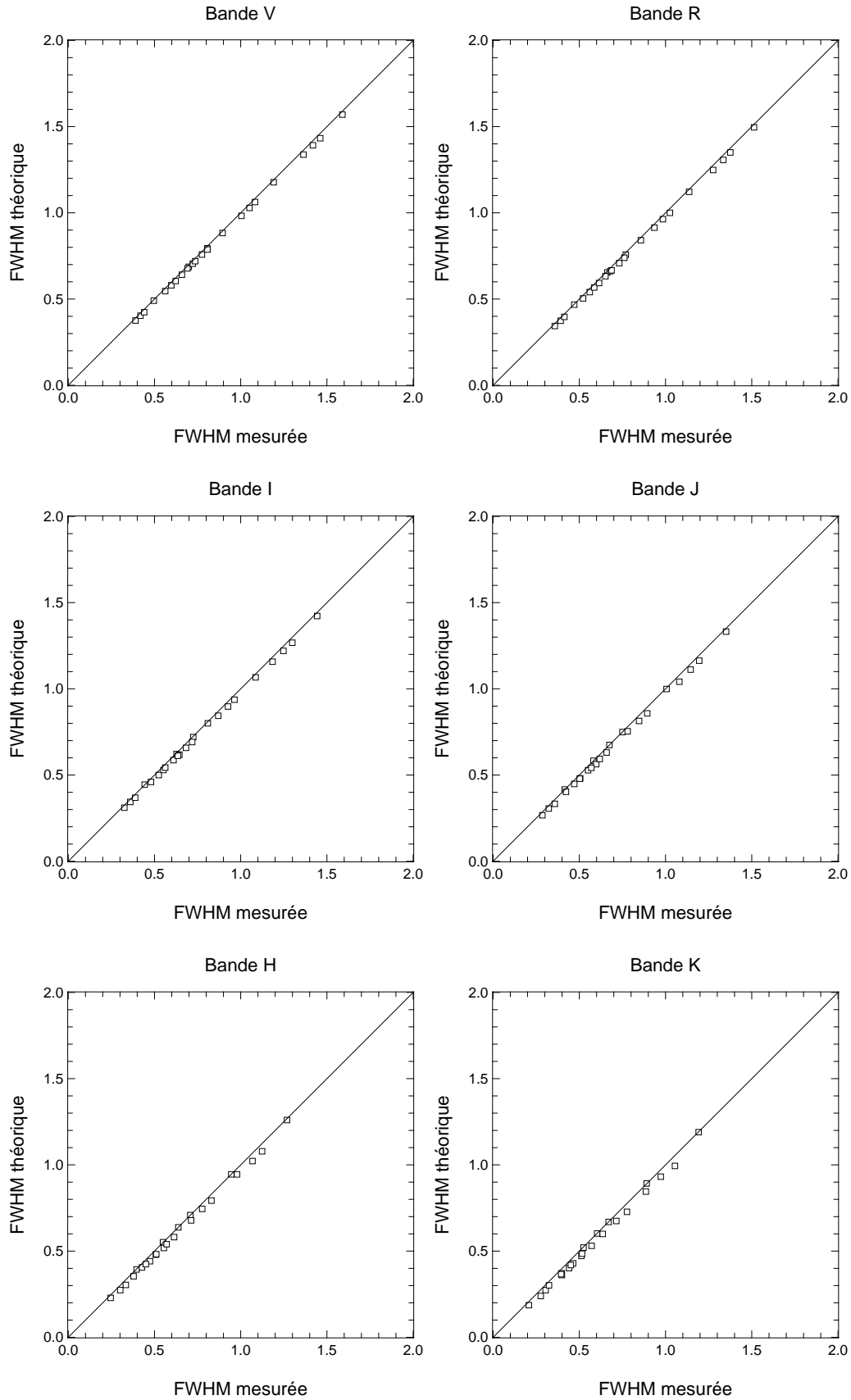


FIG. 2.7 – Comparaison entre les FWHM mesurées et les FWHM théoriques données par l'équation (2.76) pour les bandes V, R, I, J, H et K. La droite en trait plein correspond à l'équation $y = x$. Le diamètre du télescope considéré dans cette étude est de 8 mètres.

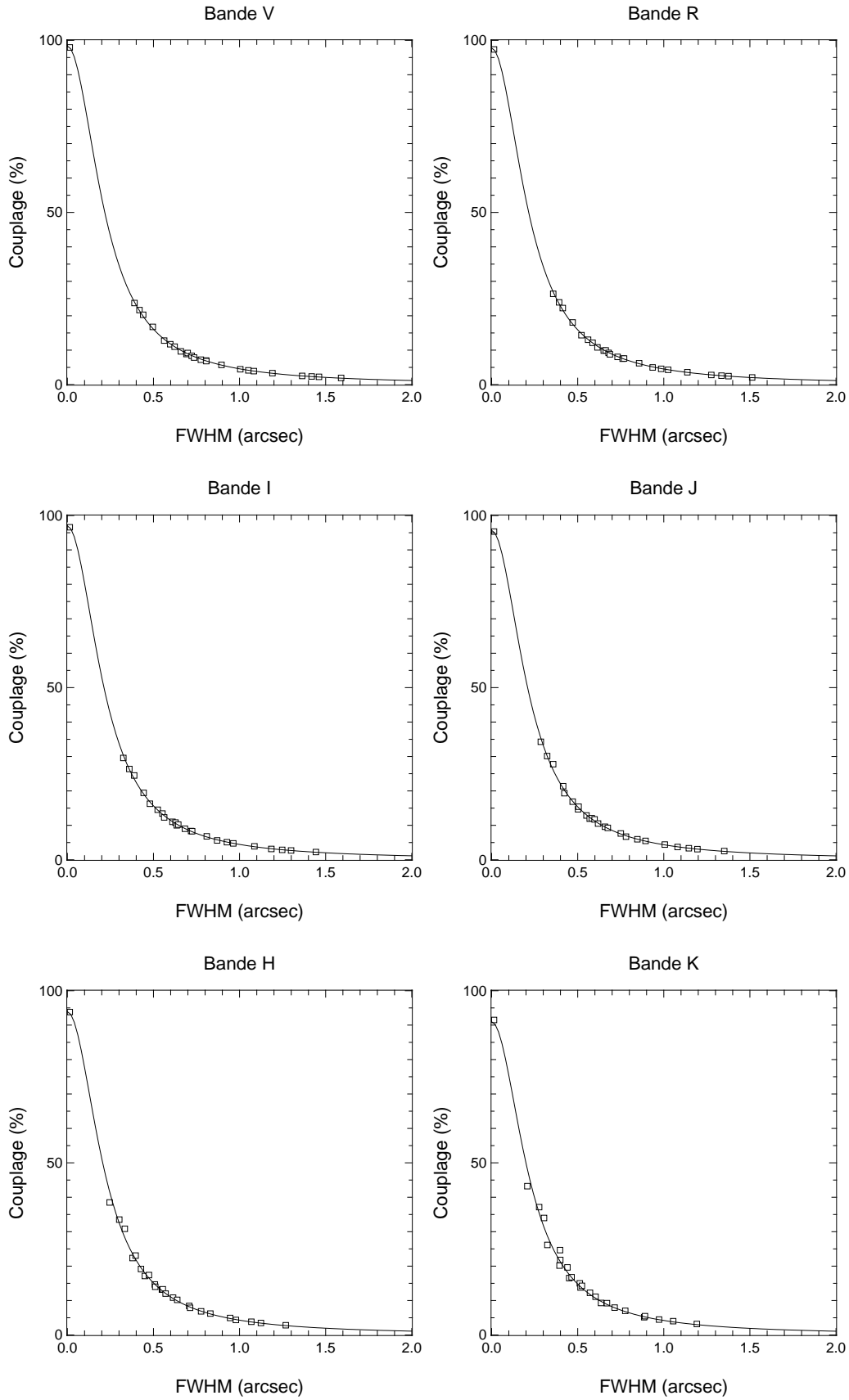


FIG. 2.8 – Couplage dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ en fonction de la largeur à mi-hauteur FWHM de la FEP pour les bandes V, R, I, J, H et K. La courbe en trait plein correspond à une loi du type $C(\text{FWHM}) = [a + (\text{FWHM}/x_0)^2]^{-1}$. Le point en haut à gauche correspond au couplage pour une FEP limitée par la diffraction ($\text{FWHM} = \lambda/D$).

Bande	λ_0 (μm)	a	x_o
V	0.550	1.017	0.219
R	0.700	1.023	0.218
I	0.900	1.031	0.216
J	1.250	1.045	0.214
H	1.650	1.065	0.212
K	2.200	1.099	0.211

TAB. 2.3 – Valeurs des paramètres a et x_0 en fonction de la longueur d'onde d'imagerie λ

numérique de la phase que j'ai développées.

Je me suis alors intéressé à l'étude du couplage dans une ouverture carrée de 0.25×0.25 arcsec², en fonction de la largeur à mi-hauteur FWHM. Une telle taille d'ouverture correspond à une taille de microlentille de 0.125×0.125 arcsec², qui comme on l'a vu au chapitre précédent est un échantillonnage spatial raisonnable pour faire la spectroscopie 3D de galaxies lointaines situées jusqu'à $z = 1.5$. La variation de la FWHM est causée par un seeing variable et une échelle externe variable. On voit donc que la variation d'un seul paramètre, à savoir la largeur à mi-hauteur FWHM, permet de rassembler la variation des deux paramètres que sont le seeing et l'échelle externe. La figure 2.8 montre donc ce couplage en fonction de la FWHM pour différentes bandes. On remarque le fait bien connu que plus la FEP a une FWHM élevée et plus le couplage chute. Mais il est aussi intéressant de constater que les différentes courbes s'ajustent bien par une loi du type :

$$C(FWHM) = \frac{1}{a + (FWHM/x_0)^2} \quad (2.77)$$

où $C(FWHM)$ est le couplage et $FWHM$ la largeur à mi-hauteur exprimée en arcsec. La table 2.3 montre la valeur des coefficients a et x_0 pour les différentes bandes d'imagerie.

J'ai alors déterminé les ajustements suivants pour a et x_0 en fonction de la longueur d'onde centrale du filtre λ_0 (exprimée en microns) :

$$a(\lambda_0) = 1.00694 + 0.02712 \times \lambda_0^{1.54668} \quad (2.78)$$

$$x_0(\lambda_0) = 0.21548 \times \lambda_0^{-0.03079} \quad (2.79)$$

La figure 2.9 montre que ces ajustements, bien que totalement empiriques, sont largement corrects. Il est donc possible, connaissant la FWHM de la FEP à une longueur d'onde quelconque, de calculer le couplage correspondant dans une ouverture de dimension identique à celle qui sera utilisée sur FALCON. Ceci sera notamment utile pour préciser le gain fourni par l'OA ou encore pour mettre en évidence des phénomènes autres que la turbulence venant perturber la formation des images.

2.3 Conclusion

J'ai donc décrit dans ce chapitre les raisons physiques de la dégradation des images provoquée par la turbulence atmosphérique. J'ai énoncé dans un premier temps les caractéristiques de la phase turbulente, en parlant notamment de l'anisoplanétisme et de la décomposition modale de la phase, et en présentant la base des polynômes de Zernike ainsi que leurs propriétés vis-à-vis de la turbulence. J'ai alors décrit les propriétés des images au foyer des télescopes, en mettant l'accent sur la FEP qui caractérise les performances d'un instrument du point de vue de la résolution spatiale. J'ai aussi parlé de l'influence de l'échelle externe \mathcal{L}_0 sur la FEP turbulente, en particulier du point de vue de la

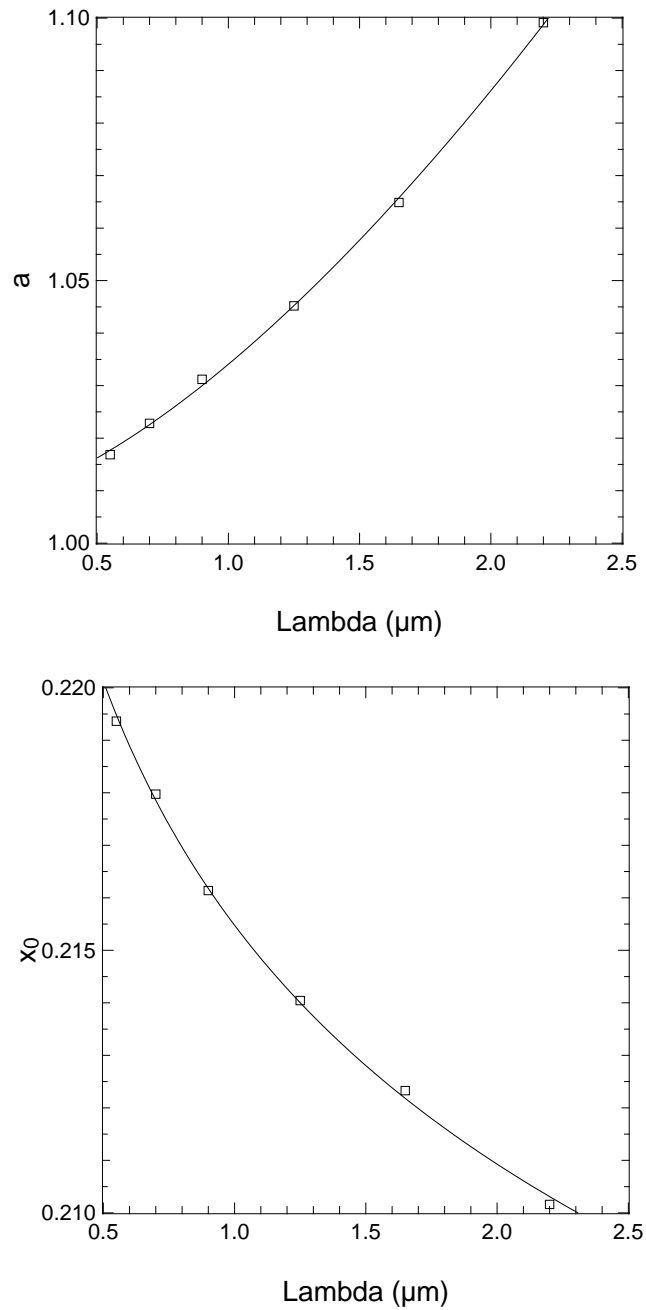


FIG. 2.9 – Ajustement des paramètres $a(\lambda_0)$ (figure du haut) et $x_0(\lambda_0)$ (figure du bas) intervenant dans l'équation (2.77) en fonction de la longueur d'onde d'imagerie. Les courbes en trait plein correspondent aux ajustements empiriques dont les expressions sont données dans les équations (2.78) et (2.79).

résolution angulaire et du point de vue du couplage dans une ouverture de dimension identique à celle de FALCON. Comme l'a montré la section 2.2.1, la turbulence atmosphérique dégrade très fortement la résolution angulaire des télescopes au sol, il est donc indispensable d'améliorer la résolution spatiale afin de pouvoir étudier de façon correcte la dynamique des galaxies lointaines. Les prochains chapitres vont être concernés à une technique permettant d'accomplir cela : **l'Optique Adaptative**.

Chapitre 3

L'Optique Adaptative classique

Le chapitre précédent a montré comment la turbulence dégrade la résolution angulaire des télescopes au sol. La résolution angulaire peut être au final inférieure d'un ordre de grandeur par rapport à la résolution théorique.

De nombreuses techniques ont été proposées depuis les années 1970 pour améliorer la résolution angulaire. Labeyrie (1970) a proposé la technique d'*interférométrie des tavelures*. Cette technique consiste à enregistrer des images suffisamment brèves pour figer la turbulence. Des traitements numériques de ces courtes poses permettent ensuite d'obtenir des images à la résolution théorique du télescope.

Toutefois, si on veut augmenter le rapport signal à bruit, la meilleure technique est sans aucun doute l'**Optique Adaptative**¹ (Roddier 1999), puisqu'elle permet d'obtenir en permanence des images avec une résolution angulaire égale à la limite de diffraction. Cette technique consiste à mesurer et à corriger *en temps réel* les perturbations du front d'onde causées par la turbulence. Elle avait déjà été évoquée dans les années 1950 (Babcock 1953), mais à l'époque la technologie n'était pas suffisamment avancée pour permettre la réalisation de tels systèmes. Il a fallu attendre la fin des années 1970 (Hardy et al. 1977) pour voir apparaître le premier système de ce type, principalement utilisé pour des applications militaires.

Le premier système dédié à l'astronomie, COMEON, est né en France à la fin des années 1980 et a permis d'obtenir les premières images limitées par la diffraction sur des objets astronomiques (Rousset et al. 1990). Ce système a alors été testé sur le télescope de 3.6 mètres de l'ESO à l'observatoire de La Silla (Rigaut et al. 1991), puis a évolué pour devenir ADONIS, un instrument à part entière de ce télescope. Il a donné le point de départ à toute une génération d'instruments du même type, et aujourd'hui tous les grands télescopes au sol possèdent ou s'équipent de tels systèmes étant donné les nouvelles possibilités astrophysiques qu'ils offrent. Le système NAOS installé depuis 2001 sur le télescope *Kueyen* du VLT a ainsi fourni des résultats astrophysiques exceptionnels tels que par exemple des images de la surface du satellite Titan (Gendron et al. 2004) ou la mise en évidence de la présence d'un trou noir au coeur de la Voie Lactée (Schödel et al. 2002).

Les résultats du chapitre 1 ont montré que l'OA est indispensable pour obtenir avec FALCON les performances souhaitées du point de vue gain en résolution spatiale et en RSB spectroscopique. Aussi je vais présenter plus en détail dans ce chapitre le principe d'un système d'OA, en décrivant ses différents éléments clef. Je parlerai ensuite des critères d'évaluation du gain fourni par un tel système. Enfin je finirai ce chapitre en montrant comment les techniques d'OA dite "classique" sont insuffisantes pour fournir à FALCON les performances souhaitées.

1. qui sera notée OA à partir de maintenant

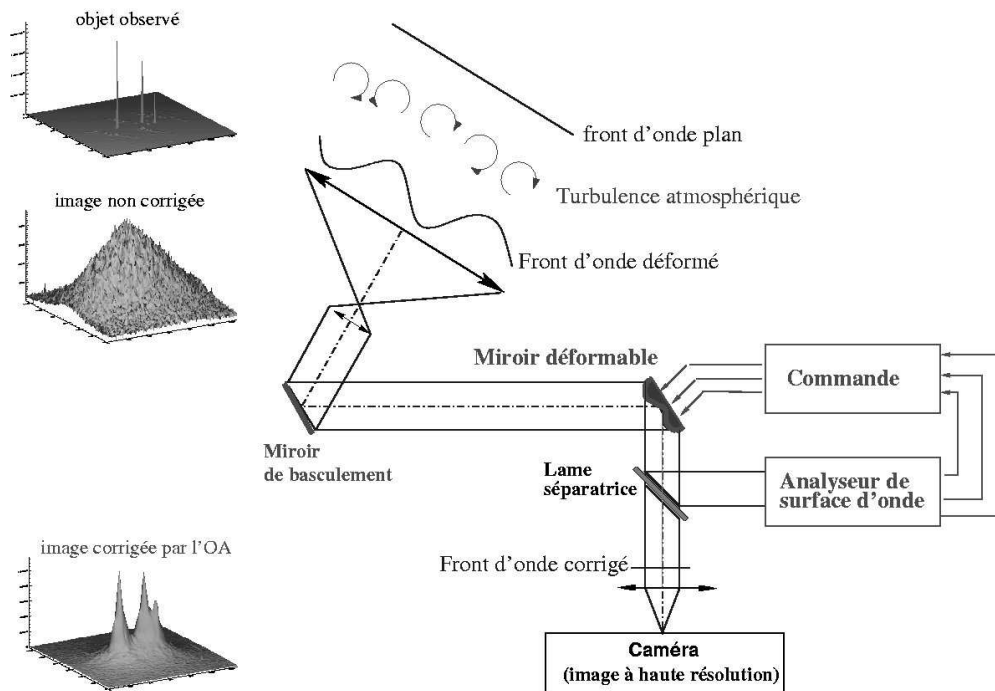


FIG. 3.1 – Principe d'un système d'OA classique. Un analyseur de surface d'onde mesure en permanence la déformation de phase provoquée par la turbulence. Ces mesures passent alors dans un calculateur qui détermine les commandes à envoyer au miroir déformable et au miroir de basculement. Grâce à la correction de phase fournie par le miroir déformable, la résolution spatiale de l'image est améliorée. D'après Le Roux (2003)

3.1 Les éléments d'un système d'OA

La figure 3.1 montre le schéma de principe d'un système d'OA dite "classique". Un analyseur de surface d'onde (ASO) mesure les déformations de phase provoquées par la turbulence. Ces mesures sont alors envoyées à un calculateur temps-réel, qui va d'abord reconstruire la déformation de phase à partir des mesures, puis va déterminer les meilleures commandes à appliquer au miroir déformable (MD) chargé de corriger la phase. Cette correction de phase aura pour effet de redonner aux images en sortie la résolution spatiale correspondant à la limite de diffraction du télescope.

Il faut noter qu'un système d'OA est un système asservi fonctionnant en *boucle fermée* : comme le montre la figure 3.1, l'ASO mesure le *résidu* de phase après correction par le MD.

Je vais maintenant décrire plus en détail ces différents éléments et leur influence sur la correction fournie par l'OA.

3.1.1 L'analyseur de surface d'onde

Contrairement au domaine radio, il n'est pas possible aujourd'hui de mesurer la phase des surfaces d'onde dans le domaine visible, les fréquences étant tellement élevées qu'il n'existe pas de détecteur avec un temps de réponse suffisamment court. Il a donc fallu mettre au point des méthodes de mesure indirecte de la phase, qui sont décrites dans ce paragraphe.

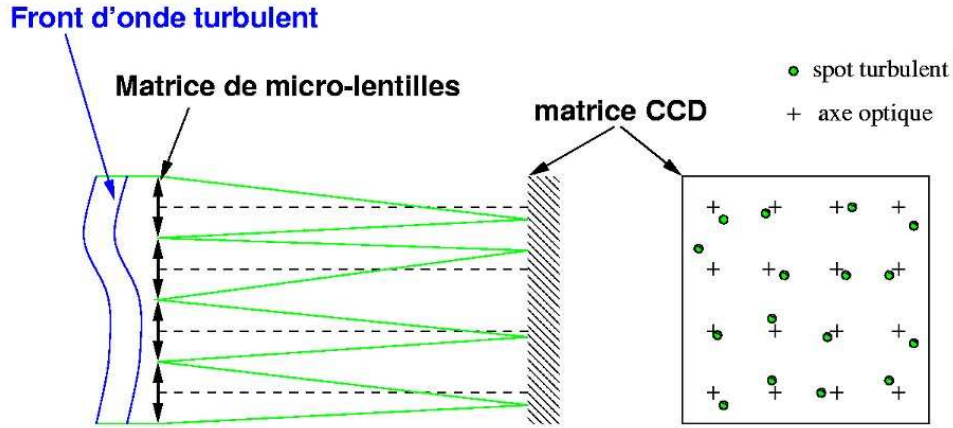


FIG. 3.2 – Principe de l'analyseur de Shack-Hartmann. D'après Fusco (2000)

L'analyseur de Shack-Hartmann

L'analyseur de Shack-Hartmann (SH) est le type d'analyseur le plus répandu dans les systèmes d'OA utilisés en astronomie. Son principe est expliqué sur la figure 3.2. La matrice de micro-lentilles, au foyer de laquelle on a placé une matrice CCD, est optiquement conjuguée de la pupille du télescope et réalise son échantillonnage spatial. Chaque micro-lentille définit donc une sous-pupille. De plus, la matrice de micro-lentilles étant optiquement conjuguée de la pupille, le front d'onde arrivant dessus est le même que celui arrivant sur la pupille. Chaque micro-lentille focalise donc sur la matrice CCD la portion de front d'onde échantillonnée par la sous-pupille. Si le front d'onde est localement incliné, la tache image est déviée. La mesure de cette déviation donne alors la pente moyenne locale du front d'onde sur la sous-pupille : plus la pente moyenne locale est importante et plus la tache image est déviée. La tache image s'étendant sur plusieurs pixels, on caractérise sa position par son centre de gravité. Si on appelle c_x et c_y les coordonnées du centre de gravité, on a :

$$c_x = \frac{\sum_{i,j} x_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} \quad (3.1)$$

$$c_y = \frac{\sum_{i,j} y_{i,j} I_{i,j}}{\sum_{i,j} I_{i,j}} \quad (3.2)$$

où $I_{i,j}$ et $(x_{i,j}, y_{i,j})$ sont respectivement l'intensité lumineuse et la position du pixel (i,j) . c_x et c_y sont reliés aux coordonnées α_x et α_y de l'angle d'arrivée α par les relations (Rousset 1999) :

$$\alpha_x = \frac{\lambda}{2\pi S} \int_{ml} \frac{d\varphi}{dx} dx dy = \frac{c_x}{fM} \quad (3.3)$$

$$\alpha_y = \frac{\lambda}{2\pi S} \int_{ml} \frac{d\varphi}{dy} dx dy = \frac{c_y}{fM} \quad (3.4)$$

avec λ la longueur d'onde, S la surface de la microlentille, \int_{ml} symbolise l'intégration sur la microlentille, f est la distance focale d'une micro-lentille, et M représente le grandissement entre la dimension de la matrice de microlentilles et la taille de la pupille. Il faut noter que le vecteur α (α_x, α_y), bien qu'en radians, repère un angle sur le ciel. On montre alors que le déphasage local p (p_x, p_y) est alors égal à :

$$p_x = \frac{2\pi D}{\lambda} \alpha_x = \frac{D}{S} \int_{ml} \frac{d\varphi}{dx} dx dy \quad (3.5)$$

$$p_y = \frac{2\pi D}{\lambda} \alpha_y = \frac{D}{S} \int_{ml} \frac{d\varphi}{dy} dx dy \quad (3.6)$$

En appliquant le théorème du gradient, on peut montrer que la pente moyenne est aussi une mesure de l'intégrale curviligne de la phase sur les bords de la sous-pupille (Gendron 1995) :

$$\mathbf{p} \propto \oint_{\mathcal{C}} \varphi(M) \mathbf{n}(M) dl \quad (3.7)$$

où \mathcal{C} représente le contour de la sous-pupille et $\mathbf{n}(M)$ est le vecteur normal au contour.

Lorsque le SH va être utilisé pour mesurer les fronts d'onde turbulents, la position de l'image dans le plan focal d'une micro-lentille va varier autour de la position centrale. Si on repère la position de l'image par l'angle d'arrivée α , on peut montrer que sa variance s'écrit dans le cas de sous-pupilles carrées (Fante 1975) :

$$\sigma_{aa}^2 = \langle \alpha_x^2 \rangle = \langle \alpha_y^2 \rangle = 0.162 \left(\frac{\lambda}{d} \right)^2 \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \left[1 - 1.6 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^{1/3} + 7.4 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^2 - 9.0 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^{7/3} + \dots \right] \quad (3.8)$$

On montre que la variance de **phase** correspondante s'écrit

$$\sigma_{aa,\varphi}^2 = (2\pi)^2 \left(\frac{d}{\lambda} \right)^2 \sigma_{aa}^2 = 0.162 (2\pi)^2 \left(\frac{d}{r_0} \right)^{5/3} \left[1 - 1.6 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^{1/3} + 7.4 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^2 - 9.0 \left(\frac{d}{\mathcal{L}_0} \right)^{7/3} + \dots \right] \quad (3.9)$$

Parlons maintenant du bruit de mesure de l'analyseur Shack-Hartmann. Comme toute mesure physique, la mesure de pente de front d'onde faite par un analyseur de ce type est affectée par un bruit d'une certaine variance σ_b^2 . La pente étant une mesure de la dérivée de la phase, le bruit aura donc une variance avec la même unité, c'est à dire qu'on aura $\sigma_b^2 \propto \lambda^{-2}$.

Ce bruit a deux origines : le bruit de photons de variance σ_{phot}^2 issu du flux de la source observée, et le bruit de lecture de variance σ_{lect}^2 . Concernant le bruit de photons, sa variance peut s'écrire (Rigaut et Gendron 1992) :

$$\sigma_{phot}^2 = 2\pi n_0^{-1} r_0^{-2} \quad (3.10)$$

où n_0 est le nombre de photoélectrons par m^2 et par trame. Fusco (2000) utilise alors l'équation (3.8) pour définir un rapport signal sur bruit (RSB) par sous-pupille, au sens de l'analyse de front d'onde, ce qui permet alors de quantifier la variance de bruit. Ce RSB s'écrit :

$$RSB = \frac{\sigma_{aa,\varphi}^2}{\sigma_b^2} = \frac{\sigma_{aa,\varphi}^2}{\sigma_{phot}^2 + \sigma_{lect}^2} \quad (3.11)$$

Il y a également un autre phénomène qui va venir perturber la mesure, et qui est d'ailleurs général à tout type d'analyseur de surface d'onde. Ce phénomène est le *repliement* spatial, dû au nombre fini de sous-pupilles qui échantillonnent la pupille. En effet, considérons une pupille de diamètre D , qui est échantillonnée par $N \times N$ sous-pupilles. La fréquence spatiale d'échantillonnage est alors de $f_{ech} = N/D \text{ m}^{-1}$. Le théorème de Shannon nous dit que la fréquence d'échantillonnage doit être le double de la fréquence maximale à reconstruire. Cela signifie que la fréquence spatiale maximale que peut reconstruire un Shack-Hartmann vaut $f_{max} = f_{ech}/2 = N/2D$. A cause du repliement, toutes les fréquences spatiales supérieures vont alors être vues comme des fréquences spatiales inférieures à cette fréquence. Dans le cas de l'OA, cela se manifeste par une augmentation de l'énergie dans les ailes de la FEP corrigée (Perrin et al. 2003), ce qui peut poser problème pour la recherche de compagnons faibles autour d'étoiles, tels que des exoplanètes par exemple. Aussi, afin de ne pas avoir de tels problèmes de repliement, une solution consiste à filtrer spatialement la phase avant qu'elle soit analysée par l'ASO. Ceci a récemment été proposé par Poyneer et Macintosh (2004), qui montrent que pour des cas de bonne correction par OA, l'intensité dans le halo peut être réduite jusqu'à un facteur 100 à

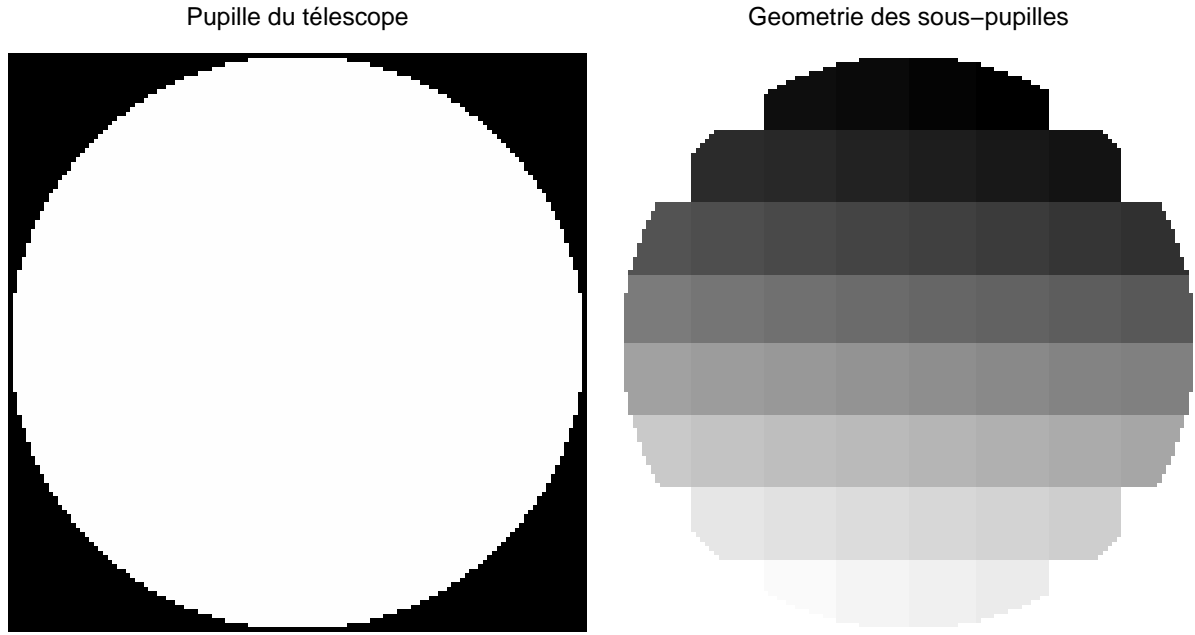


FIG. 3.3 – *Pupille du télescope (à gauche) et géométrie des sous-pupilles de l'ASO (à droite). On a considéré un télescope de 8 mètres sans obstruction centrale (pupille simulée sur 128 pixels) et un SH avec 8×8 sous-pupilles. Chaque sous-pupille a donc une taille de 16×16 pixels. L'intensité de chaque sous-pupille dans la figure de droite correspond à son indice.*

condition de mettre un diaphragme de champ à l'entrée de l'analyseur d'une taille angulaire de λ/d , avec $d = D/N$. Les effets du repliement semblent donc se manifester surtout pour les cas de très bonne correction par OA, ce qui avait déjà été supposé par Gendron (1995).

Simulation numérique d'un Shack-Hartmann

Une grande partie de cette thèse a consisté en la simulation numérique de systèmes d'OA. Je me suis notamment intéressé à simuler un analyseur du type du SH. Il y a plusieurs choses qui m'ont paru intéressantes et que j'ai jugées utiles de mentionner dans ce manuscrit.

Je me place à partir de maintenant dans un support discret. Considérons une pupille d'un diamètre physique D , qu'on a échantillonnée sur une grille de $N_{pix} \times N_{pix}$ pixels. On plaque sur cette pupille un écran de phase simulé numériquement. Enfin, on suppose qu'un analyseur SH avec $N \times N$ sous-pupilles échantillonne le front d'onde dans chaque sous-pupille. Les sous-pupilles ont donc une taille de $N_{pix,ml} \times N_{pix,ml}$ pixels, avec $N_{pix,ml} = N_{pix}/N$, et une taille physique de $(D_{sspup} \times D_{sspup})$ m², avec $D_{sspup} = D/N$. La pupille et la géométrie de l'analyseur sont montrées sur la figure 3.3 dans le cas $N_{pix} = 128$ et $N = 8$.

Les équations (3.5) et (3.7) ont montré que la mesure de la pente moyenne de la phase sur une sous-pupille peut s'obtenir de deux façons : soit en calculant la position du centre de gravité pour chaque imagelette située au foyer de chaque micro-lentille, soit en calculant l'intégrale curviligne de la phase sur le contour de chaque sous-pupille. Dans le premier cas, cela oblige à calculer environ $N \times N$ transformées de Fourier pour déterminer l'image au foyer de chaque micro-lentille. Dans le deuxième cas, le calcul de l'intégrale curviligne de la phase sur les bords de la sous-pupille n'est pas toujours simple, en particulier pour les sous-pupilles situées sur les bords de la pupille : lorsque la pupille est circulaire, un des bords de la sous-pupille est courbe, et il devient compliqué d'orienter le vecteur

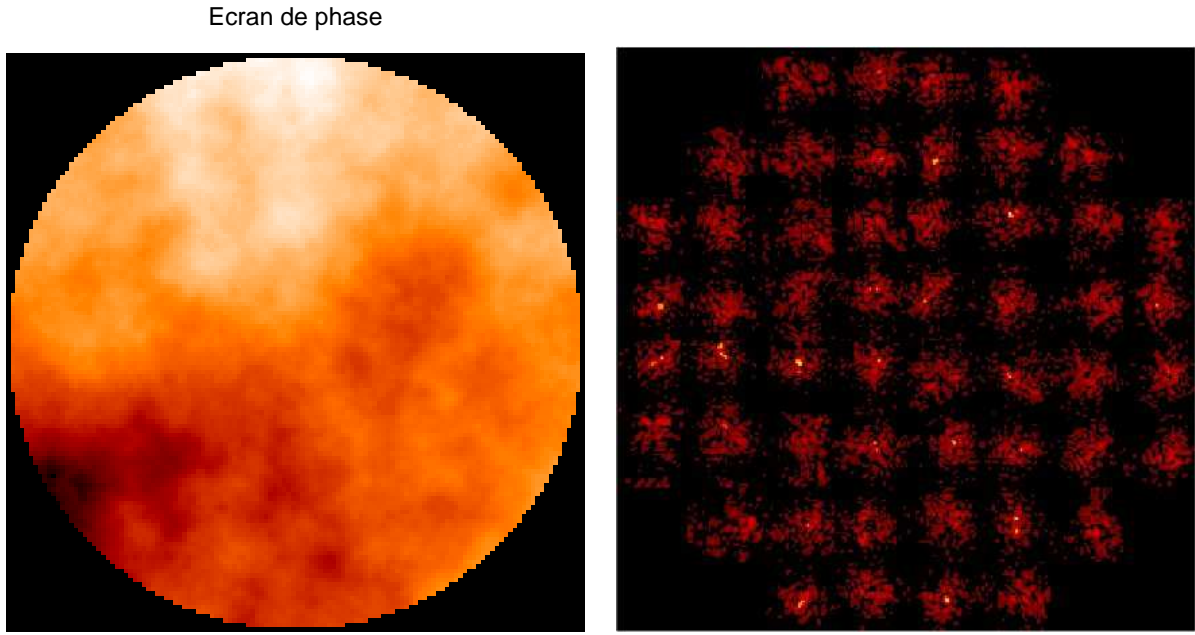


FIG. 3.4 – Phase turbulente simulée sur la pupille du télescope (à gauche) et image des FEP au foyer des microlentilles de l'ASO (à droite).

normal au bord de la sous-pupille. Je vais donc étudier la simulation numérique d'un SH dans le cas où on calcule les imagerie au foyer de chaque microlentille.

Intéressons-nous justement au calcul des imagerie. Chaque sous-pupille fait $N_{pix,ml} \times N_{pix,ml}$ pixels, et la phase dans la sous-pupille est contenue dans un support de taille identique. Le calcul de l'image plan-focal se fait en calculant l'amplitude complexe $P(\mathbf{r})e^{i\varphi(\mathbf{r})}$, puis en calculant le carré du module de la transformée de Fourier de cette amplitude complexe. Toutefois, avant d'effectuer la transformée de Fourier (TF), il est important de plonger l'amplitude complexe dans un support avec une taille égale au moins au double du support original de l'amplitude complexe, ceci afin d'éviter des problèmes de sous-échantillonnage dans l'imagerie. Ainsi, si on appelle γ le facteur entre la taille du support dans lequel on plonge l'amplitude complexe avant le calcul de la TF et le support original, on calculera la TF sur un tableau de taille $N_{pix,TF} \times N_{pix,TF}$ pixels, avec $N_{pix,TF} = N_{pix,ml} \times \gamma$. L'échelle angulaire vaudra alors $\lambda/(\gamma \times D)$ secondes d'arc. Il en résulte que le champ couvert par l'imagerie au foyer de la microlentille sera de $(N_{pix,ml}\lambda/D_{sspup}) \times (N_{pix,ml}\lambda/D_{sspup})$ arcsec². La figure 3.4 montre ainsi un écran de phase turbulent plaqué sur la pupille du télescope et l'image des FEP correspondantes au foyer des micro-lentilles de l'ASO.

Le calcul de la transformée de Fourier sur ordinateur se fait en général par la méthode de *transformée de Fourier rapide* (FFT), qui suppose une périodicité des données. Le problème est qu'une telle périodicité peut poser problème pour simuler un système tel que le SH. En effet, imaginons un front d'onde composé d'un tilt pur. Puisque le champ de la micro-lentille est fini, on intuite que dans le cas d'un tilt avec une excursion de phase supérieure à la dynamique de la micro-lentille, le spot sortira du champ dédié à cette microlentille sur le détecteur et ira sur les pixels attribués à la micro-lentille adjacente. Dans le cas numérique, puisque la FFT suppose une périodicité des données, les pixels qui sortent par un bord de la microlentille vont rentrer de l'autre côté. Ce phénomène est bien mis en évidence sur la figure 3.5, qui montre les FEP au foyer d'une microlentille pour un tilt d'une valeur de $a_2 = 95 \text{ rad rms}$ et d'une valeur de $a_2 = 105 \text{ rad rms}$.

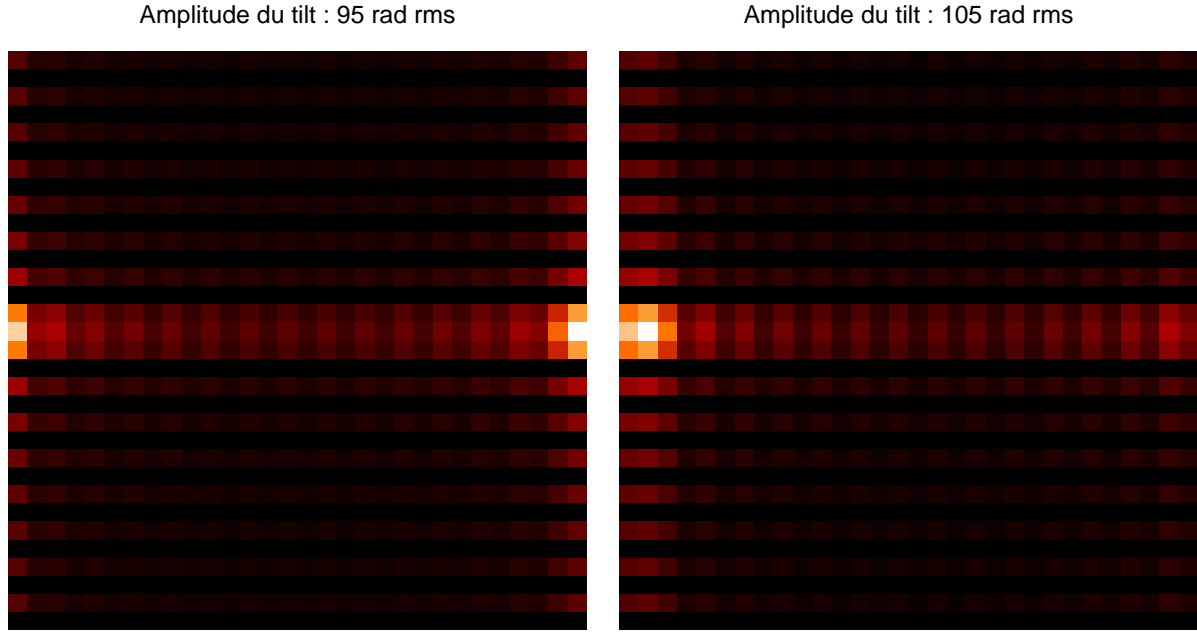


FIG. 3.5 – *FEP au foyer d'une microlentille pour un front d'onde composé d'un tilt horizontal pur (Z_2). A gauche : tilt d'amplitude 95 rad rms. A droite : tilt d'amplitude 105 rad rms. A cause de la périodicité supposée par la FFT, les pixels sortant d'une microlentille se retrouvent de l'autre côté de la microlentille.*

Ces résultats montrent donc qu'un ASO de type SH simulé de cette façon aura un domaine de linéarité limité. Ceci est expliqué sur la figure 3.6, qui montre la mesure en x d'une des sous-pupilles de l'ASO avec la géométrie décrite sur la figure 3.3 lorsque le front d'onde analysé est composé d'un tilt pur horizontal Z_2 . On voit que l'ASO donne une mesure linéaire dans le domaine $a_2 \in [-70; 70]$ rad rms. Il faudra donc faire attention dans le cas de simulations numériques à rester dans le domaine de linéarité de l'ASO. Ceci peut se faire de plusieurs façons. On peut décider d'augmenter le champ de la microlentille, ce qui oblige à simuler la pupille du télescope sur plus de pixels, ce qui va augmenter le temps de calcul. Une façon moins couteuse en temps de calcul consiste à atténuer l'amplitude du front d'onde incident d'un certain facteur, à mesurer ensuite ce front d'onde, puis à multiplier les mesures de l'ASO par ce même facteur pour avoir la valeur réelle des pentes. Le facteur d'atténuation de la phase peut facilement se calculer à l'aide de l'équation (3.8). Cette façon de procéder s'est donc révélée efficace, et je la recommande afin de non seulement rester dans la dynamique de l'ASO, mais aussi de gagner en temps de calcul.

Toutefois, cette méthode de simulation n'est pas complète. En effet, telle qu'elle est implémentée, la mesure de la position du centre de gravité se fait avec un RSB infini. Ceci n'est pas possible dans la réalité, puisque la mesure d'un SH est comme on l'a vu toujours dégradée par un bruit. Dans le cas des FEP au foyer des microlentilles, il faudrait penser à générer pour chaque pixel de la FEP une variable aléatoire qui soit la somme du bruit de photon de l'étoile et du bruit de photon du ciel, et qui tienne également compte du bruit de détecteur. La simulation de la mesure serait alors physiquement plus réaliste.

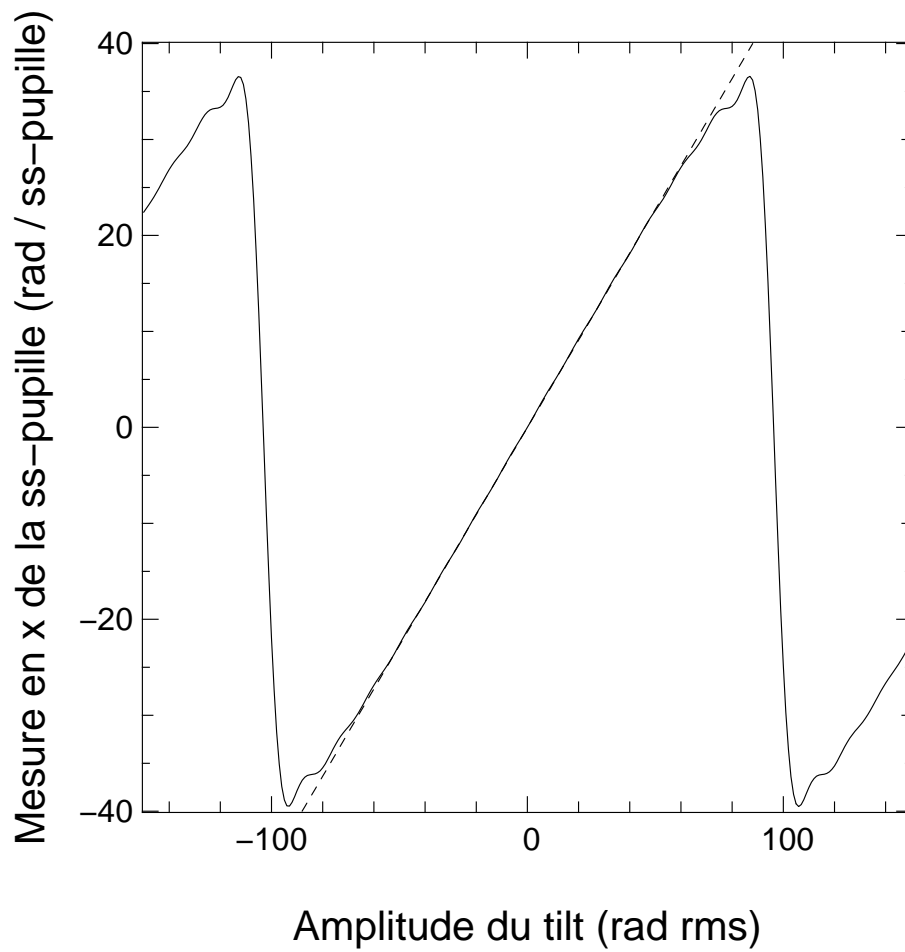


FIG. 3.6 – *Mesure en x d'une sous-pupille de l'ASO avec la géométrie montré sur la figure 3.3. La courbe en pointillés correspond à une droite d'équation $y \propto x$. L'ASO est linéaire dans le domaine $a_2 \in [-70; 70]$ rad rms*

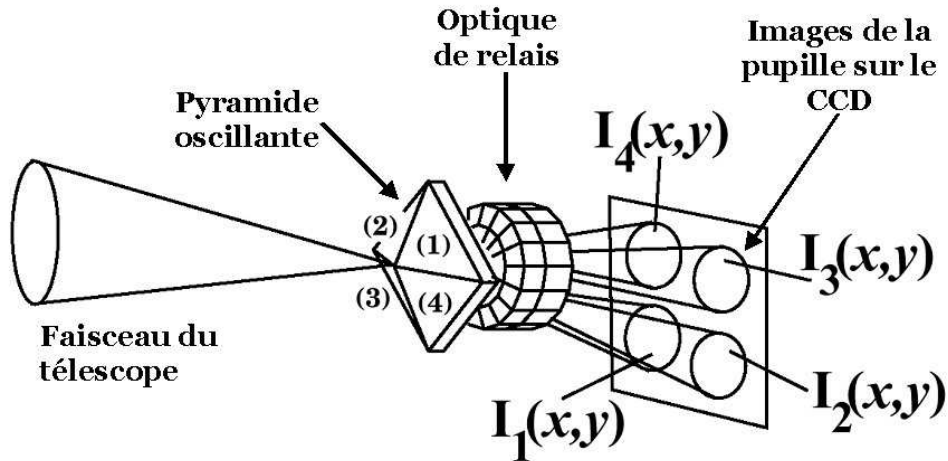


FIG. 3.7 – Principe de l'analyseur à pyramide

L'analyseur à pyramide

Un autre type d'analyseur répandu depuis quelques années est l'analyseur à pyramide (Ragazzoni 1996), qui est aussi un analyseur *plan-pupille*, et qui donne également une mesure de la dérivée de la phase. Le principe est expliqué sur la figure 3.7 : un prisme à quatre faces (la pyramide) est placé au foyer du télescope. La FEP turbulente vient se focaliser au sommet de la pyramide. Chaque face du prisme dévie alors la lumière dans quatre directions légèrement différentes. Du point de vue de l'optique de relais, la pupille de sortie paraîtra alors légèrement décalée dans quatre directions. En supposant que les aberrations dans le champ soient négligeables, l'optique de relais est alors capable d'imager les quatre pupilles de sortie sur quatre images différentes au niveau du CCD. Cela revient à avoir simultanément quatre couteaux de Foucault. On peut alors montrer que la dérivée de la phase selon x est alors reliée à la différence d'intensité $I_4(x,y) - I_1(x,y)$ ou $I_3(x,y) - I_2(x,y)$, et que la dérivée de la phase selon y est reliée à la différence d'intensité $I_4(x,y) - I_3(x,y)$ ou $I_1(x,y) - I_2(x,y)$.

En faisant osciller le sommet de la pyramide autour d'un cercle d'un certain rayon r , il est possible d'ajuster la sensibilité de l'analyseur aux hautes fréquences spatiales en fonction du rayon r . Ragazzoni et al. (2002b) ont proposé de remplacer la modulation par une surface diffusante à transmission variable, ce qui permettrait d'avoir accès aux hautes fréquences spatiales sans déplacer la pyramide.

Un avantage de cet analyseur est d'avoir une sensibilité augmentée dans un système d'OA fonctionnant en boucle fermée (Ragazzoni et Farinato 1999), permettant alors d'effectuer l'analyse de front d'onde sur des étoiles plus faibles. Comme nous le verrons plus loin, une des limitations de l'OA classique est la nécessité d'avoir une étoile suffisamment brillante et suffisamment proche de l'objet astrophysique dont on souhaite effectuer l'imagerie à haute résolution.

Autres analyseurs

D'autres techniques que celles décrites précédemment sont aussi utilisées en optique adaptative pour l'astronomie.

Roddi (1988) a proposé le concept d'analyseur à courbure. Le principe consiste à mesurer l'intensité sur des images intra et extra-focales, avec une défocalisation identique. Il est alors possible de remonter au laplacien de la phase. C'est notamment ce type d'analyseur qui équipe le système d'OA

PUEO installé sur le télescope Canada-France-Hawaï.

Plus récemment, Oti et al. (2003) ont proposé un nouvel analyseur permettant là encore de mesurer le gradient de la phase. Le principe consiste à insérer une lame de transmission variable dans le plan focal intermédiaire d'un montage $4 - f$. Ce type d'analyseur fonctionne en lumière polychromatique, et fournit une résolution et une dynamique supérieures à celles d'un analyseur du type SH. Selon les auteurs, ce type d'analyseur a, à résolution spatiale identique, un RSB meilleur que le SH, et serait donc adapté à des applications d'Optique Adaptative nécessitant un grand nombre de degrés de liberté, telles que la détection d'exo-planètes par exemple.

3.1.2 Le miroir déformable

La mesure de la phase turbulente par l'ASO n'est que le point de départ pour compenser la dégradation des images. Il faut ensuite utiliser ces mesures pour corriger la phase comme le montre la figure 3.1. Cette correction de front d'onde peut se faire à l'aide de dispositifs opto-mécaniques ou opto-électroniques. Dans cette dernière catégorie, on retrouve les dispositifs à cristaux liquides par exemple (Langlois et al. 2004). Toutefois, ce sont les systèmes de la première catégorie qu'on retrouve le plus souvent dans les systèmes d'OA en astronomie, et en particulier les miroirs déformables.

Les avantages des miroirs déformables sont nombreux : ils ont des fréquences de résonance élevées, de l'ordre de la dizaine de kHz, permettant de travailler à haute fréquence temporelle. Le fait de travailler en réflexion permet de plus de ne pas être sensible aux effets de chromatisme ni aux effets de polarisation. On trouvera dans Sechaud (1999) une étude détaillée de ces dispositifs.

Un miroir déformable (MD) est constitué d'une fine couche flexible derrière laquelle on place des actionneurs servant à déformer la surface. Ces actionneurs sont excités par l'application de courants électriques.

On utilise en général dans les systèmes d'OA un miroir de basculement servant à la correction des modes Tip-Tilt ($Z_2 - Z_3$). En effet, on a vu au chapitre précédent que ce sont ces modes qui contiennent le plus de variance turbulente. Les miroirs déformables usuels n'ont pas toujours la dynamique suffisante pour corriger les basses fréquences spatiales de la turbulence, ce rôle est donc attribué au miroir de renvoi. Une autre solution est d'insérer le miroir déformable dans une monture qui va alors le basculer pour corriger ces modes. C'est cette approche qui a été suivie sur le système MACAO dédié au VLTI (Arsenault et al. 2003).

Un miroir déformable est non seulement spatialement caractérisé par le nombre et la position des actionneurs, mais aussi par ses *fonctions d'influence*. Celles-ci sont définies comme étant la phase optique créée par un actionneur lorsqu'une commande unitaire lui est appliquée. La figure 3.8 montre à titre d'exemple les 37 fonctions d'influence du micro-miroir déformable OKO², qui est un micro-miroir déformable de 15 mm de diamètre utile à 37 actionneurs, et qui est pressenti pour les premiers tests expérimentaux du système d'OA de FALCON (qui sera décrit plus en détail au chapitre 4). La figure 3.9 montre une vue en 3D de la fonction d'influence du premier actionneur du miroir situé au centre du miroir. Cette fonction d'influence est très proche du polynôme Z_4 (défocalisation). Toutes ces fonctions d'influence ont été simulées à partir de leur décomposition sur les polynômes de Zernike fournie par Arnaud Liotard de l'Observatoire de Marseille, et que je tiens ici à remercier.

2. voir le site web <http://okotech.com/mirrors/small/>

Fonctions d'influence du MD OKO

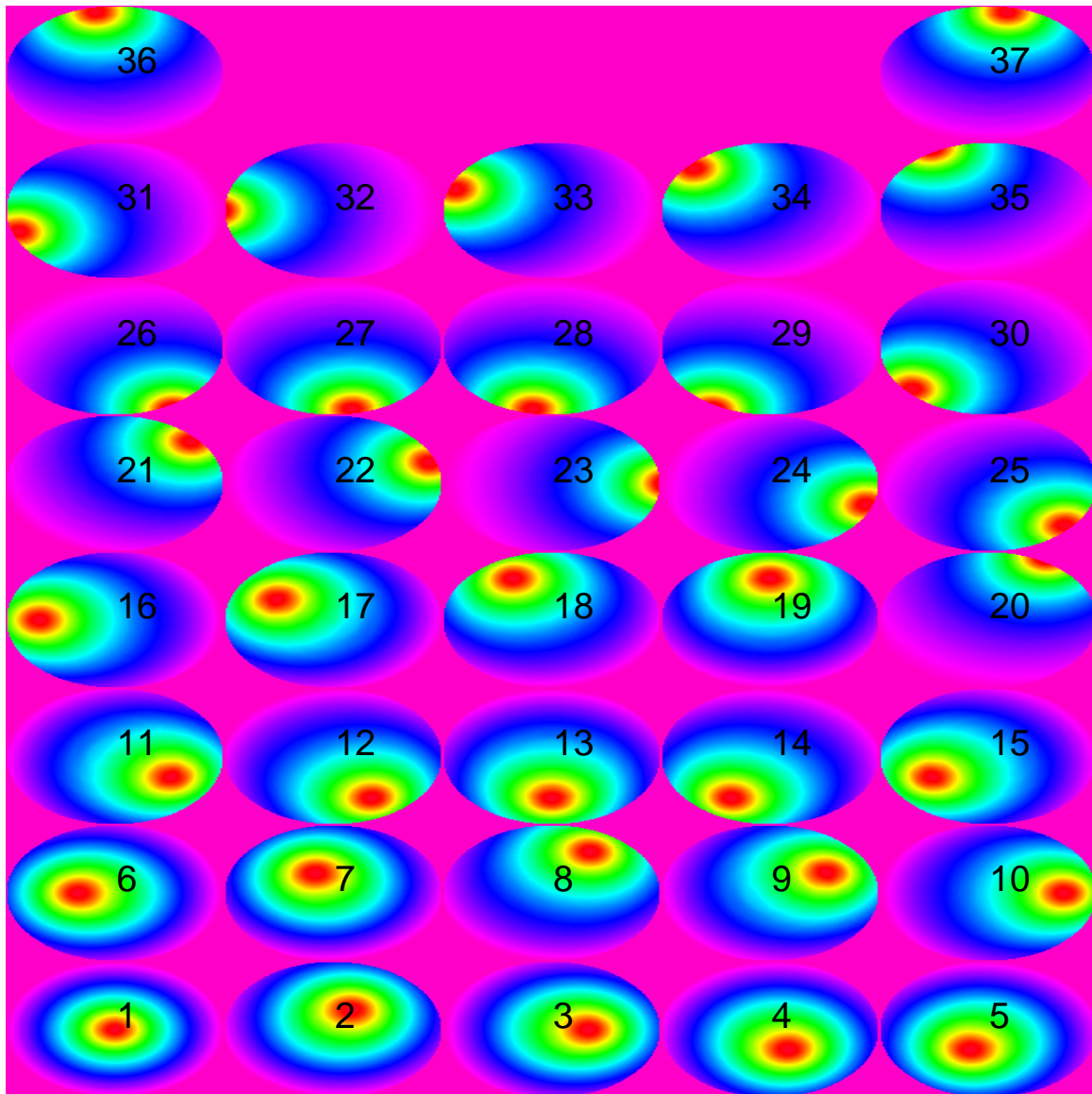
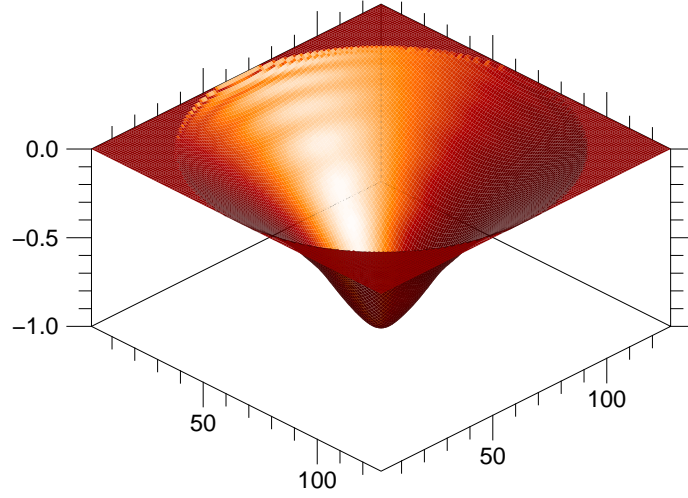


FIG. 3.8 – Affichage des 37 fonctions d'influence du micro-miroir déformable OKO. Le cercle de diamètre minimal correspond à la position de l'actionneur.



Actionneur 1

FIG. 3.9 – Vue 3D de la fonction d'influence correspondant à l'actionneur 1 du micro-miroir déformable OKO.

Il est rare que les fonctions d'influence d'un miroir définissent une base orthonormée. Si on suppose une phase incidente $\varphi(\mathbf{r})$ dont on souhaite connaître la décomposition sur ces fonctions d'influence, on procède en deux temps. Il faut tout d'abord calculer le vecteur $\mathbf{b} = \{b_1, b_2, \dots, b_N\}$, où les N composantes b_i sont égales au produit scalaire de la phase $\varphi(\mathbf{r})$ par la fonction d'influence $M_i(\mathbf{r})$:

$$b_i = \frac{1}{S} \int \varphi(\mathbf{r}) M_i(\mathbf{r}) d\mathbf{r} \quad (3.12)$$

Une fois le vecteur \mathbf{b} calculé, le vecteur \mathbf{a} contenant les coefficients réels de la phase dans la base du miroir déformable s'obtient par la relation :

$$\mathbf{a} = \Delta^{-1} \mathbf{b} \quad (3.13)$$

Δ étant la matrice de covariance géométrique des modes du miroir définie à l'équation (2.60).

Intéressons nous enfin à la phase de correction créée par le MD. Si on appelle $\mathbf{u} = \{u_1, u_2, \dots, u_N\}$ le vecteur de commandes contenant les N tensions appliquées aux actionneurs du MD, la phase de correction s'écrira alors :

$$\varphi_{Corr}(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^N u_i M_i(\mathbf{r}) \quad (3.14)$$

3.1.3 La boucle d'asservissement et la commande

Le schéma de principe de l'OA sur la figure 3.1 montre qu'il y a un élément intermédiaire entre l'ASO et le DM : l'étage de commande. C'est là que se fait la liaison entre d'un côté les mesures de

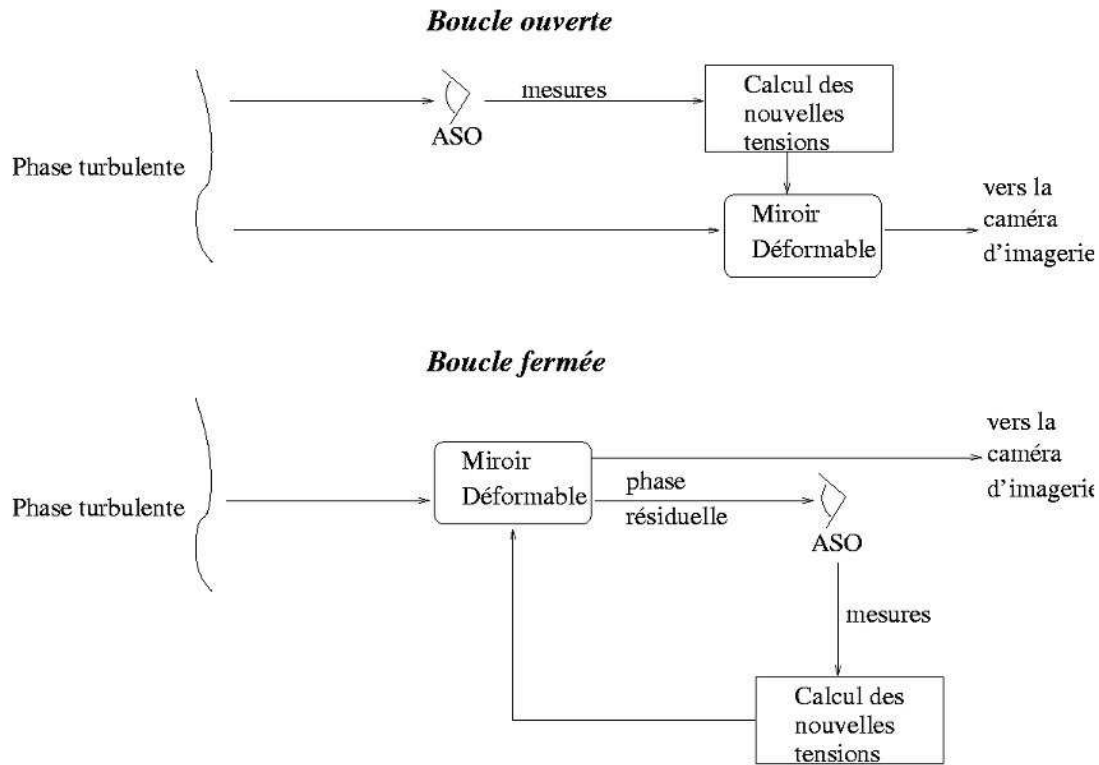


FIG. 3.10 – Schémas-blocs d'un système d'OA fonctionnant en boucle ouverte ou en boucle fermée. D'après Le Roux (2003)

l'ASO p et les commandes u appliquées au miroir déformable.

La commande se fait en deux temps. Il faut tout d'abord passer par la phase de *reconstruction du front d'onde*, consistant à déterminer les meilleures tensions à appliquer au DM en fonction des mesures de l'ASO. Ceci sera décrit plus en détail dans la prochaine section. Mais il faut aussi gérer les aspects temporels liés à la boucle d'asservissement. En effet, il y a toujours un retard entre ce que mesure l'ASO et l'envoi des tensions au DM, et le but de la boucle est de conserver la stabilité du système malgré ce retard temporel.

La boucle d'asservissement peut être de deux types : ouverte ou fermée. Les schémas-blocs correspondant sont montrés sur la figure 3.10. Dans le cas de la *boucle ouverte*, l'ASO n'a pas de retour sur ce que fait le MD. L'ASO doit donc avoir une dynamique suffisante pour pouvoir mesurer à tout instant la perturbation totale due à la phase turbulente. De plus, comme il n'y a pas de retour de la part du MD, il est difficile pour de tels systèmes d'assurer le respect de la consigne appliquée au MD.

Le cas *boucle fermée* correspond à ce qui est montré sur la figure 3.1, décrivant l'architecture typique des systèmes d'OA. Cette fois-ci, l'ASO est placé derrière le MD, il mesure donc à chaque instant le *résidu* de la phase. Cela signifie en quelque sorte que l'ASO "voit" ce que fait le MD. Le respect de la consigne appliquée au MD est dès-lors plus simple à garantir. De plus, comme l'ASO mesure à chaque instant la phase résiduelle, sa dynamique peut être moindre que ce qui est nécessaire pour mesurer la perturbation totale de phase turbulente.

Je n'ai pas étudié dans cette thèse l'aspect temporel. Pour plus d'informations, j'invite le lecteur

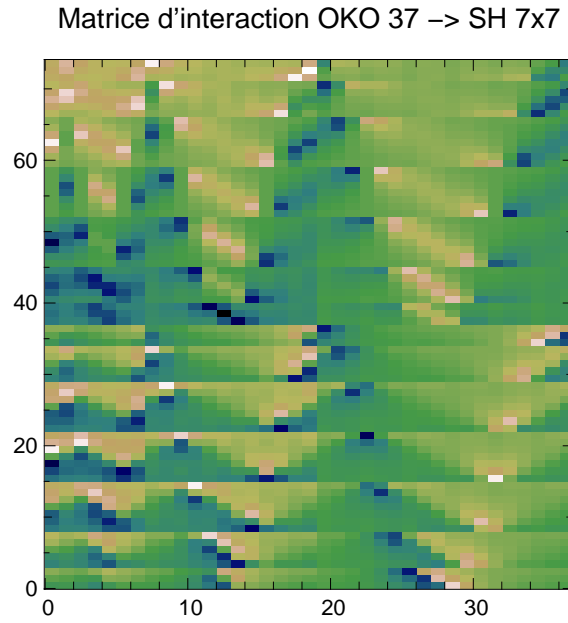


FIG. 3.11 – Exemple de matrice d'interaction entre le miroir OKO 37 actionneurs et un SH 7×7 sous-pupilles.

à consulter la thèse d'Eric Gendron (1995) relative au contrôle modal, ainsi que celle plus récente de Brice Le Roux (2003), qui a notamment étudié les conséquences de l'utilisation d'un *filtre de Kalman* dans un système d'OA. Je vais par contre maintenant décrire les problèmes liés à la reconstruction spatiale du front d'onde à partir des mesures de l'ASO.

3.2 Reconstruction spatiale du front d'onde

Le problème de la reconstruction spatiale du front d'onde peut se poser de la manière suivante : “*Etant donné les mesures de front d'onde données par l'ASO, comment le front d'onde est-il déformé sur la pupille, et quelles sont alors les commandes à appliquer au MD pour compenser au mieux la phase turbulente?*”. Je me place pour l'instant dans un cadre général, la base des modes du miroir est donc une base quelconque (fonctions d'influence du miroir, polynômes de Zernike, etc...).

Dans un premier temps, il faut définir la “matrice d'interaction” du système, notée en général \mathbf{D} . Soient $\boldsymbol{\varphi}$ le vecteur contenant les coefficients de la phase turbulente dans la base choisie, \mathbf{p} le vecteur de mesures de l'ASO, et \mathbf{b} le bruit de mesure. Si on considère qu'on est dans le domaine de linéarité de l'ASO, on a alors la relation suivante entre $\boldsymbol{\varphi}$ et \mathbf{p} :

$$\mathbf{p} = \mathbf{D}\boldsymbol{\varphi} + \mathbf{b} \quad (3.15)$$

En général, \mathbf{D} n'est pas une matrice carrée, mais est de dimension $N_{mes} \times N_{modes}$, avec N_{modes} le nombre de modes sur lequel on décompose la phase turbulente $\boldsymbol{\varphi}$, N_{mes} le nombre de mesures fournies par l'ASO, et $N_{mes} \geq N_{modes}$. La figure 3.11 montre ainsi un exemple de matrice d'interaction où $\boldsymbol{\varphi}$ s'exprime dans la base des fonctions d'influence du MD OKO et \mathbf{p} est le vecteur de mesures en sortie d'un SH 7×7 sous-pupilles (37 sous-pupilles utiles). Cette matrice a été obtenue à partir du module de simulation présenté au paragraphe 3.1.1. Le calcul consiste à appliquer un coefficient unité à chaque mode et à regarder la réponse de l'analyseur à ce mode. On a ainsi une matrice de dimensions

($N_{mes} = 2 \times 37$) lignes \times ($N_{modes} = 37$) colonnes.

Connaissant \mathbf{D} , et une fois les mesures \mathbf{p} obtenues, l'objectif est de déterminer le vecteur $\hat{\boldsymbol{\varphi}}_{corr}$ qui donne la meilleure estimation de la phase $\boldsymbol{\varphi}$. On a alors la relation suivante :

$$\hat{\boldsymbol{\varphi}}_{corr} = \mathbf{R}\mathbf{p} \quad (3.16)$$

où \mathbf{R} est appelée "matrice de reconstruction" ou encore "matrice de commande". L'objectif de cette section est la détermination de cette matrice à partir de différents critères.

La première approche consiste à minimiser l'erreur de mesure ϵ_s définie par

$$\epsilon_s = \|\mathbf{p} - \mathbf{D}\boldsymbol{\varphi}\|^2 \quad (3.17)$$

ce qui est équivalent à une approche du type *moindres-carrés*. On a alors le résultat bien connu :

$$\hat{\boldsymbol{\varphi}}_{corr} = (\mathbf{D}^T \mathbf{D})^{-1} \mathbf{D}^T \mathbf{p} \quad (3.18)$$

où T représente la transposition matricielle. Le problème d'une telle approche réside en l'inversion de la matrice $(\mathbf{D}^T \mathbf{D})$. Un bon indicateur de la difficulté d'inversion est le conditionnement de la matrice \mathbf{D} , qui est égal au rapport des valeurs propres maximale et minimale de $(\mathbf{D}^T \mathbf{D})$. Chaque valeur propre correspond à la sensibilité de l'analyseur au mode propre considéré. Aussi, si le conditionnement est trop grand, cela signifie qu'il y aura des modes dans cette matrice avec des valeurs propres faibles, qui vont entraîner une amplification du bruit lors du processus de reconstruction (Gendron 1995; Fusco 2000). Aussi utilise-t-on la technique de *décomposition en valeurs singulières* (SVD en anglais, Press et al. (1992)), qui permet d'écrire $(\mathbf{D}^T \mathbf{D})$ sous la forme :

$$\mathbf{D}^T \mathbf{D} = \mathbf{U} \mathbf{W} \mathbf{U}^T \quad (3.19)$$

car $(\mathbf{D}^T \mathbf{D})$ étant diagonale, elle est orthogonale dans une base orthonormée. \mathbf{W} est la matrice diagonale contenant les valeurs singulières λ_i , et \mathbf{U} la matrice dont les colonnes sont les coordonnées des modes propres de $(\mathbf{D}^T \mathbf{D})$ dans la base de $\boldsymbol{\varphi}$. L'inverse de cette matrice s'écrit alors

$$(\mathbf{D}^T \mathbf{D})^{-1} = \mathbf{U} \mathbf{W}^{-1} \mathbf{U}^T \quad (3.20)$$

\mathbf{W} étant une matrice diagonale, son inverse \mathbf{W}^{-1} l'est aussi. Aussi, pour éviter le problème d'amplification du bruit, on utilise la méthode dite de "*décomposition en valeurs singulières tronquée*" (TSVD en anglais). Cette méthode consiste à remplacer dans l'équation (3.20) la matrice \mathbf{W}^{-1} par la matrice \mathbf{W}^+ pour laquelle les valeurs sur la diagonale correspondant à des λ_i trop faibles sont mises à 0. On filtre ainsi les modes entraînant une propagation du bruit dans le processus de reconstruction de la phase. Le problème d'une telle inversion consiste à déterminer le seuil de troncature optimal (Fusco 2000) : si on tronque trop tôt, il y a des modes avec de l'énergie turbulente qui ne vont pas être corrigés, et si l'on tronque trop tard, le bruit va alors être amplifié. On peut alors écrire :

$$\hat{\boldsymbol{\varphi}}_{corr} = (\mathbf{D}^T \mathbf{D})^+ \mathbf{D}^T \mathbf{p} \quad (3.21)$$

$$(\mathbf{D}^T \mathbf{D})^+ = \mathbf{U} \mathbf{W}^+ \mathbf{U}^T \quad (3.22)$$

Nous verrons plus loin dans ce chapitre que dans le cadre de l'OA, le critère consistant à minimiser l'erreur définie à l'équation (3.17) n'est pas le meilleur. On cherchera plutôt à minimiser la *variance spatiale* du front d'onde résiduel définie par

$$\epsilon^2 = \left\langle \|\boldsymbol{\varphi} - \mathbf{R}\mathbf{p}\|^2 \right\rangle \quad (3.23)$$

On peut montrer (Wallner 1983; Gendron 1995) que dans ce cas, la matrice de reconstruction \mathbf{R} s'écrit :

$$\mathbf{R} = \langle \boldsymbol{\varphi} \cdot \mathbf{p}^T \rangle \langle \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}^T \rangle^{-1} \quad (3.24)$$

c'est à dire que cette matrice est égale au produit de deux matrices :

- la matrice $\langle \boldsymbol{\varphi} \cdot \mathbf{p}^T \rangle$, qui est la matrice de covariance entre la phase et la mesure
- l'inverse de la matrice de covariance des mesures $\langle \mathbf{p} \cdot \mathbf{p}^T \rangle$

On dira souvent de cette matrice qu'elle est optimale parce que son rôle est précisément de minimiser la variance résiduelle. J'ai donné dans l'équation (3.24) l'expression générale de cette matrice, car son expression précise dépend de la base choisie. On remarque d'ailleurs que cette équation est équivalente à l'égalité $\langle (R\mathbf{p} - \boldsymbol{\varphi}) \cdot \mathbf{p}^T \rangle = 0$, où 0 est ici la matrice nulle (Gendron 1995). Cela signifie physiquement qu'il n'existe aucune corrélation entre l'erreur $(R\mathbf{p} - \boldsymbol{\varphi})$ et la mesure \mathbf{p} , ce qui revient à dire que l'analyse de l'erreur ne peut rien nous apprendre de plus que la mesure ne nous ait déjà appris.

Il faut noter que toutes ces méthodes de reconstruction de la phase passent par l'utilisation du calcul matriciel. Ces méthodes fonctionnent pour l'instant sur les systèmes d'OA actuels, car le nombre de mesures et d'actionneurs est suffisamment raisonnable, et la technologie des calculateurs temps-réel suffisamment évoluée pour implémenter ces méthodes numériques. On risque par contre d'arriver aux limites de ce genre de méthode dans les systèmes d'OA du futur nécessitant un grand nombre de sous-pupilles et d'actionneurs. Ces conditions se retrouveront dans les systèmes d'OA destinés à l'imagerie directe de planètes extra-solaires, ou encore sur la future génération d'ELT (*Extremely Large Telescopes*) avec des diamètres supérieurs à 30 mètres. Des techniques de calcul matriciel optimisé ont été proposées (Ellerbroek 2002; Gilles et al. 2002, 2003), ceci afin de diminuer le temps de calcul. Mais d'autres méthodes complètement différentes ont émergé, parmi lesquelles on peut citer l'utilisation de la transformée de Fourier pour reconstruire le front d'onde (Poyneer et al. 2002). Cette méthode a récemment été validée sur le système d'OA équipant le télescope Hale de 5 mètres du mont Palomar (Poyneer et al. 2003).

3.2.1 Cas particulier : reconstruction des polynômes de Zernike

Intéressons-nous maintenant au cas où on souhaite reconstruire des polynômes de Zernike avec un analyseur du type SH ou un analyseur à pyramide. On appellera \mathbf{D}_Z la matrice d'interaction entre les polynômes de Zernike et les mesures \mathbf{p} données par le SH ou l'analyseur pyramide. Comme on l'a vu plus haut, si on suppose une reconstruction aux moindres-carrés, le bruit se propage dans le processus de reconstruction à cause des faibles valeurs propres de $(\mathbf{D}_Z^T \mathbf{D}_Z)$. Rigaut et Gendron (1992) ont donné une expression du coefficient de propagation du bruit $p_{n,m,SH}$ sur le polynôme de Zernike d'ordre radial n et d'ordre azimutal m :

$$p_{n,m,SH} = 0.295(n+1)^{-2.05} \text{ si } m = n \quad (3.25)$$

$$p_{n,m,SH} = 0.174(n+1)^{-2} \text{ si } m \neq n \quad (3.26)$$

Ragazzoni et Farinato (1999) ont donné une expression de ce même coefficient $p_{n,m,Pyr}$ pour un analyseur à pyramide :

$$p_{n,m,Pyr} \approx \left(\frac{nr_0}{D} \right) p_{n,m,SH} \quad (3.27)$$

où D est le diamètre de la pupille.

Ainsi, si on suppose qu'on reconstruit des polynômes de Zernike avec l'un de ces analyseurs, et qu'on a une variance de bruit σ_b^2 sur la mesure, la variance de bruit propagée sur le polynôme de

Zernike d'ordre radial n et azimutal m sera de $p_{n,m}\sigma_b^2 \text{ rad}^2$.

Quelles sont alors les expressions de la matrice de reconstruction permettant d'obtenir les coefficients de la phase incidente à partir des mesures de l'ASO? Si on appelle R_{MC} la matrice de reconstruction obtenue après minimisation de l'erreur au sens des moindres-carrés, on a :

$$R_{MC} = (\mathbf{D_Z}^T \mathbf{D_Z})^+ \mathbf{D_Z} \quad (3.28)$$

c'est à dire qu'on reconnaît l'équation (3.18) dans laquelle on a substitué la matrice d'interaction $\mathbf{D_Z}$.

Dans le cas de la matrice de reconstruction optimale R_{opt} , on montre en utilisant l'équation (3.24) qu'elle s'écrit :

$$R_{opt} = \mathbf{C}_\varphi \mathbf{D_Z}^T (\mathbf{D_Z} \mathbf{C}_\varphi \mathbf{D_Z}^T + \mathbf{C}_b)^{-1} \quad (3.29)$$

\mathbf{C}_b est la matrice de covariance du bruit de mesure du SH. On suppose en général que la statistique du bruit est la même pour toutes les sous-pupilles, et que le bruit est décorrélé d'une sous-pupille à l'autre. On peut donc écrire $\mathbf{C}_b = \sigma_b^2 \mathbf{Id}$, où \mathbf{Id} est la matrice identité de taille $N_{mes} \times N_{mes}$. \mathbf{C}_φ est quant à elle la matrice de covariance des coefficients de la phase turbulente définie à l'équation (2.41) dans le cas d'une turbulence Kolmogorov ou à l'équation (2.42) dans le cas d'une turbulence Von-Karman.

Il faut noter que la reconstruction des coefficients de la phase turbulente sur la base des polynômes de Zernike à partir des mesures en sortie de l'ASO d'un système d'OA est une méthode souvent utilisée pour déterminer les paramètres caractéristiques de la turbulence ($r_0, \mathcal{L}_0, \tau_0$) sur différents sites astronomiques tels que le Mauna-Kea à Hawaï (Schöck et al. 2003) ou le Cerro Paranal (Fusco et al. 2004).

Nous avons donc vu comment il est possible grâce à cette étape de reconstruction du front d'onde de commander le MD. Le front d'onde turbulent va donc être "redressé" après réflexion sur le MD. Il en résulte que la FEP va être corrigée, ce qui aura pour effet d'améliorer la résolution angulaire. Je vais quantifier plus précisément les critères d'amélioration des images apportée par l'OA dans la prochaine section.

3.3 Caractéristiques de la FEP corrigée par OA

Plusieurs grandeurs peuvent caractériser le résidu de correction de l'Optique Adaptative. Je vais ici m'intéresser aux caractéristiques de la FTO et de la FEP longue pose corrigées par OA. En effet, nous avons vu au paragraphe 2.2.2 que dans le domaine isoplanétique (c'est à dire là où la FEP est constante), la distribution d'intensité de l'image est égale au produit de convolution de la distribution d'intensité de l'objet par la FEP. La FEP caractérise donc complètement les performances du système optique du point de vue de l'imagerie.

La figure 3.12 montre les effets de la correction partielle par OA sur la forme de la FEP. Ces FEP ont été obtenues après simulation numérique. J'ai ici supposé une OA parfaite, avec une correction parfaite des polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre $j_{max} = 10,45$ et 120, et des conditions de turbulence typiques du Cerro Paranal (télescope avec une pupille de diamètre $D = 8$ mètres, un seeing de 0.81 arcsec @ 0.5 μm équivalent à $r_0 = 12.4$ cm à cette même longueur d'onde, et une échelle externe $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres). J'ai également calculé la FEP turbulente (pas de correction par OA) ainsi que la FEP limitée par la diffraction.

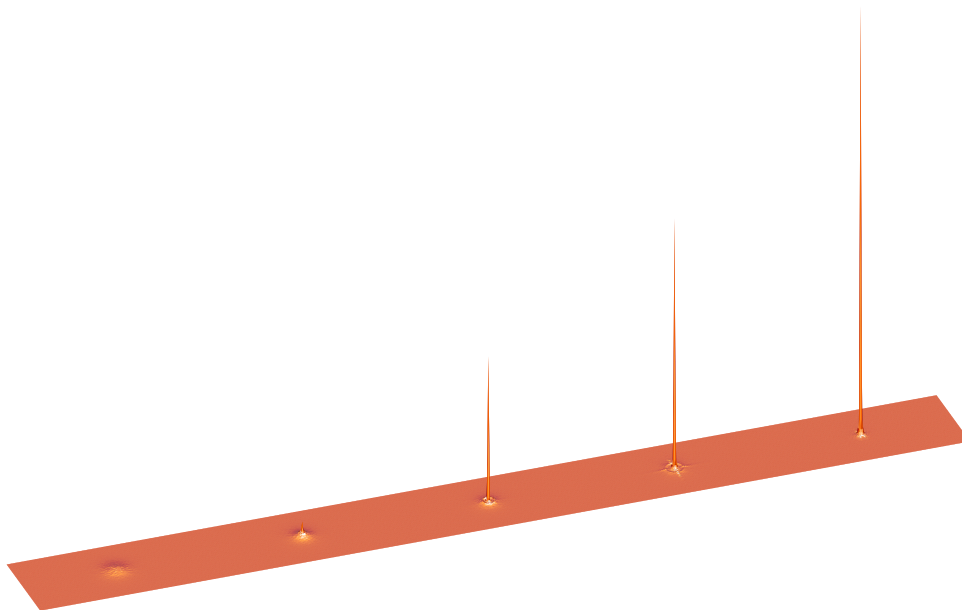


FIG. 3.12 – *FEP* obtenues pour différents niveaux de correction par OA. De gauche à droite : *FEP* turbulente (0 modes corrigés), *FEP* corrigées par OA après correction parfaite de 10, 45 et 120 polynômes de Zernike, *FEP* limitée par la diffraction. Les *FEP* sont normalisées à la même intensité.

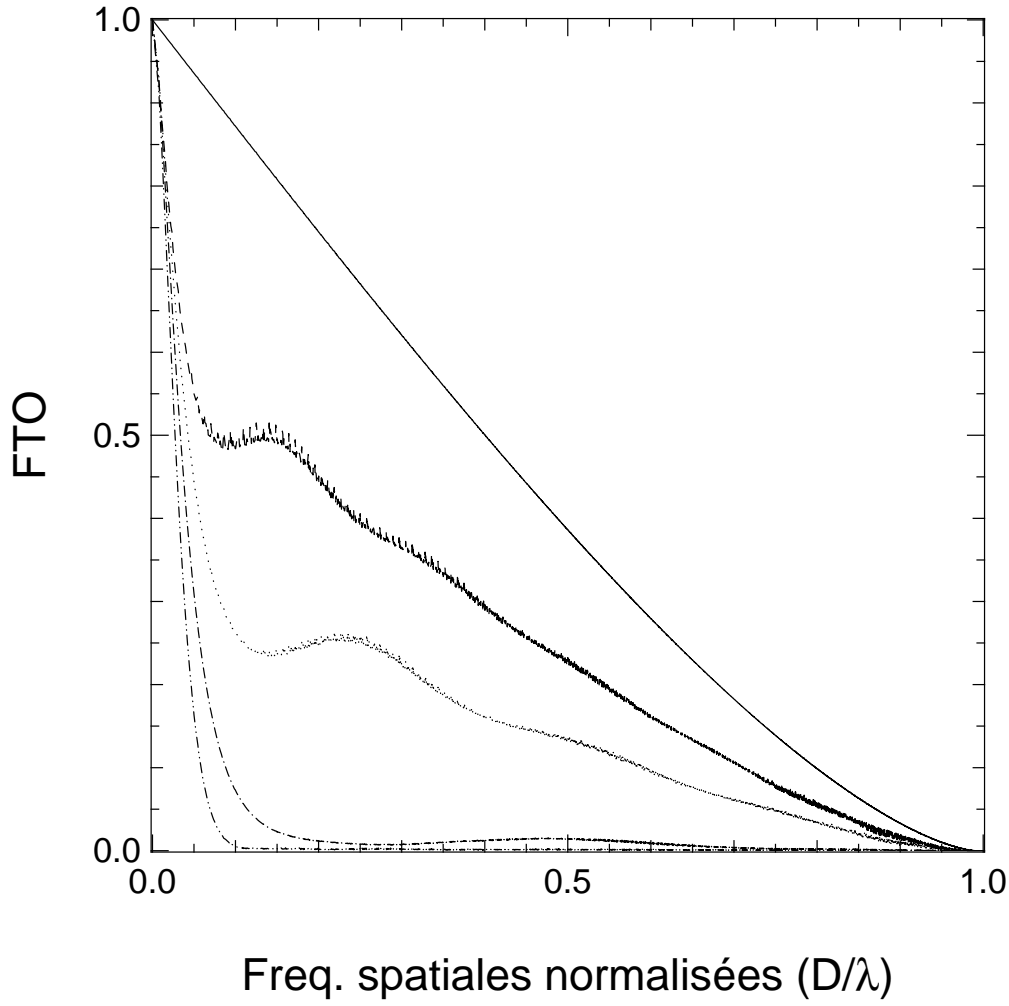


FIG. 3.13 – Coupe de la FTO pour différents niveaux de correction obtenues par simulation numérique. Trait plein : la FTO correspondant à une résolution limitée par la diffraction. Pointillés : FTO après correction par OA de 120 polynômes de Zernike. Points : FTO après correction de 45 polynômes de Zernike. Traits-points : FTO après correction de 10 polynômes de Zernike. Traits-points-points : FTO turbulente.

On remarque sur la FEP obtenue après correction de 10 modes la présence d'un pic superposé à un halo. Il se trouve que ce pic a une largeur à mi-hauteur égale à λ/D (largeur à mi-hauteur de la tâche d'Airy), et que le halo a lui-même une largeur à mi-hauteur égale à la résolution imposée par la turbulence ($\leq \lambda/r_0$). Si on regarde maintenant les autres FEP corrigées par OA, on constate que plus la correction est bonne, plus l'intensité centrale du pic cohérent est élevée, jusqu'à se rapprocher de celle de la tâche d'Airy, et moins il y a d'énergie dans le halo.

Si on calcule la transformée de Fourier de ces FEP simulées numériquement, on obtient alors les FTO correspondantes. Celles-ci sont montrées sur la figure 3.13. On constate que dans le cas turbulent, la FTO s'annule rapidement (ici à une fréquence de $\approx r_0/\lambda$). On remarque à l'opposé que les FTO après correction par OA ne s'annulent qu'à la fréquence de coupure du télescope D/λ . Cela signifie donc que **toutes** les fréquences spatiales inférieures à la fréquence de coupure du télescope vont être transmises grâce à la compensation fournie par l'OA. Mais il faut noter que les fréquences supérieures à r_0/λ seront d'autant mieux transmises que le degré de correction sera élevé.

La FTO longue pose après correction par OA peut en fait s'exprimer analytiquement. En effet, on peut toujours utiliser l'équation (2.66) pour calculer la FTO corrigée, mais en remplaçant la phase turbulente φ par la phase résiduelle φ_{res} . On obtient alors :

$$\langle \tilde{K}_{OA}(\mathbf{f}) \rangle = \frac{1}{S} \int P(\mathbf{r}) P(\mathbf{r} + \lambda \mathbf{f}) \langle \exp \{ i [\varphi_{res}(\mathbf{r}) - \varphi_{res}(\mathbf{r} + \lambda \mathbf{f})] \} \rangle \quad (3.30)$$

et on montre (Conan 1994) que cela équivaut à

$$\langle \tilde{K}_{OA}(\mathbf{f}) \rangle = T(\mathbf{f}) \exp \left(-\frac{1}{2} D_{\varphi_{res}}(\lambda \mathbf{f}) \right) \quad (3.31)$$

où $T(\mathbf{f})$ est toujours la fonction de transfert optique du télescope limité par la diffraction, et $D_{\varphi_{res}}(\lambda \mathbf{f})$ la fonction de structure de la phase résiduelle non corrigée par OA. On montre (Conan 1994) que cette fonction sature à une valeur égale à 2 fois la variance de phase résiduelle σ_{res}^2 . Par conséquent, la fonction $\exp(-D_{\varphi_{res}}(\lambda \mathbf{f})/2)$ va saturer à la valeur $\exp(-\sigma_{res}^2)$. On en déduit que ce terme $\exp(-\sigma_{res}^2)$ va représenter le terme d'atténuation de la fonction de transfert pour les hautes fréquences spatiales. Plus la variance de la phase résiduelle³ σ_{res}^2 sera faible, plus le terme d'atténuation $\exp(-\sigma_{res}^2)$ sera proche de 1 et meilleure sera la restitution des hautes fréquences spatiales.

Intéressons-nous justement aux critères d'évaluation des performances de l'OA. Comme on l'a vu sur la figure 3.12, plus la correction est bonne et plus l'intensité centrale de la FEP se rapproche de celle de la tache d'Airy. Un estimateur très largement utilisé pour caractériser les performances d'un système d'OA est le rapport de Strehl (noté SR) défini justement comme étant le rapport de l'intensité *au centre* de la FEP corrigée par OA sur l'intensité maximale de la tache d'Airy :

$$SR = \frac{K_{OA}(\alpha = 0)}{Airy(\alpha = 0)} \quad (3.32)$$

Il est donc aussi égal au rapport des intégrales des FTO

$$SR = \frac{\int \tilde{K}_{OA}(\mathbf{f}) d\mathbf{f}}{\int T(\mathbf{f}) d\mathbf{f}} \quad (3.33)$$

On montre que dans le cas de bonnes corrections, le rapport de Strehl peut s'exprimer en fonction de la variance résiduelle :

$$SR = \exp(-\sigma_{res}^2) \quad (3.34)$$

on retrouve là le terme d'atténuation des hautes fréquences spatiales dans la fonction de transfert optique due à la correction par OA. On utilisera donc également souvent la variance de phase résiduelle σ_{res}^2 pour caractériser les performances d'un système d'OA. Celle-ci peut en fait s'écrire comme la somme de trois termes :

- l'erreur de reconstruction de la phase σ_{rec}^2
- l'erreur temporelle σ_t^2
- l'erreur d'anisoplanétisme σ_θ^2

Le terme σ_{rec}^2 correspond d'un côté à l'erreur commise sur les commandes appliquées au MD, notamment à cause du bruit sur la mesure et du repliement de l'ASO, et de l'autre côté au nombre fini de degrés de liberté du DM qui l'empêchent de corriger toutes les fréquences spatiales de la turbulence.

Le terme σ_t^2 correspond quant à lui à l'erreur due au retard temporel qui a lieu entre le moment où l'ASO mesure la phase et le moment où on applique les commandes au MD. La phase aura

3. qu'on notera à partir de maintenant *variance résiduelle*

changé entre ces deux instants, et il s'en suit que la correction appliquée par le MD ne corrigera plus parfaitement la phase.

Enfin il faut mentionner le terme d'anisoplanétisme σ_θ^2 . Comme on l'a vu au paragraphe 2.1.2, la turbulence est distribuée de façon volumique dans l'atmosphère, et il s'en suit que les perturbations de phase sont décorrélées à partir d'un certain angle. Comme il n'est pas toujours possible d'effectuer l'analyse de front d'onde sur l'objet astrophysique qu'on souhaite étudier, il faut donc effectuer l'analyse de front d'onde sur une étoile suffisamment proche de cet objet. Si l'étoile est située trop loin, la perturbation de phase qu'elle aura subie sera totalement différente de celle subie par l'objet astrophysique, et dans ce cas la correction par OA n'apportera rien. Je reviendrai plus en détail sur cela au prochain paragraphe.

Il me semble toutefois important de préciser qu'il n'y a pas toujours bijection entre la variance résiduelle et la forme de la FEP, et dès lors avec le rapport de Strehl. Comme l'indique Gendron (1995), le rapport de Strehl dépend de la variance de phase, mais il dépend aussi de la corrélation de la phase à travers la pupille, surtout lorsque l'erreur de phase devient grande.

Je vais m'intéresser ici à deux FEP obtenues avec la même variance de phase, mais d'une manière complètement différentes. Dans le premier cas, on corrige parfaitement les polynômes de Zernike jusqu'à $j_{max} = 36$. L'équation (2.49) nous dit alors que la variance résiduelle est de $0.0132(D/r_0)^{5/3} \text{ rad}^2$. Pour le deuxième cas, on génère une turbulence Kolmogorov uniquement avec les polynômes de Zernike 17 à 36. La variance totale est alors de $0.0137(D/r_0)^{5/3} \text{ rad}^2$, c'est à dire une variance quasi-identique à la variance résiduelle après correction par l'OA. La figure 3.14 montre ainsi deux FEP en bande H obtenues par ces deux manières et les profils radiaux et d'énergie encadrée correspondant. Les conditions de turbulence étaient toujours des conditions médianes de turbulence typiques de celles que l'on rencontre au Cerro Paranal. L'intensité au centre de ces deux FEP est quasi-identique, on trouve dans les 2 cas des rapports de Strehl $SR \approx 30\%$. On constate par contre que si la forme de ces FEP est identique dans le pic cohérent au centre, ce n'est plus le cas dès qu'on s'en éloigne. Ceci est particulièrement notable sur les profils radiaux et encore plus sur le profil d'énergie encadrée, où on constate comment le couplage évolue beaucoup plus rapidement dans le cas de la FEP "turbulente". Nous voyons donc que le rapport de Strehl ou la variance résiduelle permettent d'avoir une idée de la qualité de correction fournie par l'OA, mais ils ne peuvent caractériser à eux seuls la forme de la FEP.

La FEP appelée "FEP turbulente" correspond en fait à une FEP pour laquelle on aurait parfaitement corrigé les hautes fréquences spatiales de la phase turbulente et une partie des basses fréquences. On voit que l'effet d'une telle correction est de ramener l'énergie près du coeur de la FEP, précisément dans les anneaux. Pour des applications telles que la détection d'exoplanètes par exemple, une telle FEP est gênante puisqu'elle va "noyer" la lumière de la planète dans les anneaux. Mais pour l'application qui nous concerne, à savoir la spectroscopie par intégrale de champ, une telle FEP est au contraire souhaitable, puisque le couplage dans une ouverture de taille supérieure à l'anneau va alors augmenter, et ceci est précisément ce que l'on souhaite. D'un autre côté, il est difficile d'imaginer un système d'OA qui soit capable de corriger parfaitement les hautes fréquences spatiales et non pas les basses fréquences. C'est plutôt la situation inverse que l'on rencontre dans la réalité.

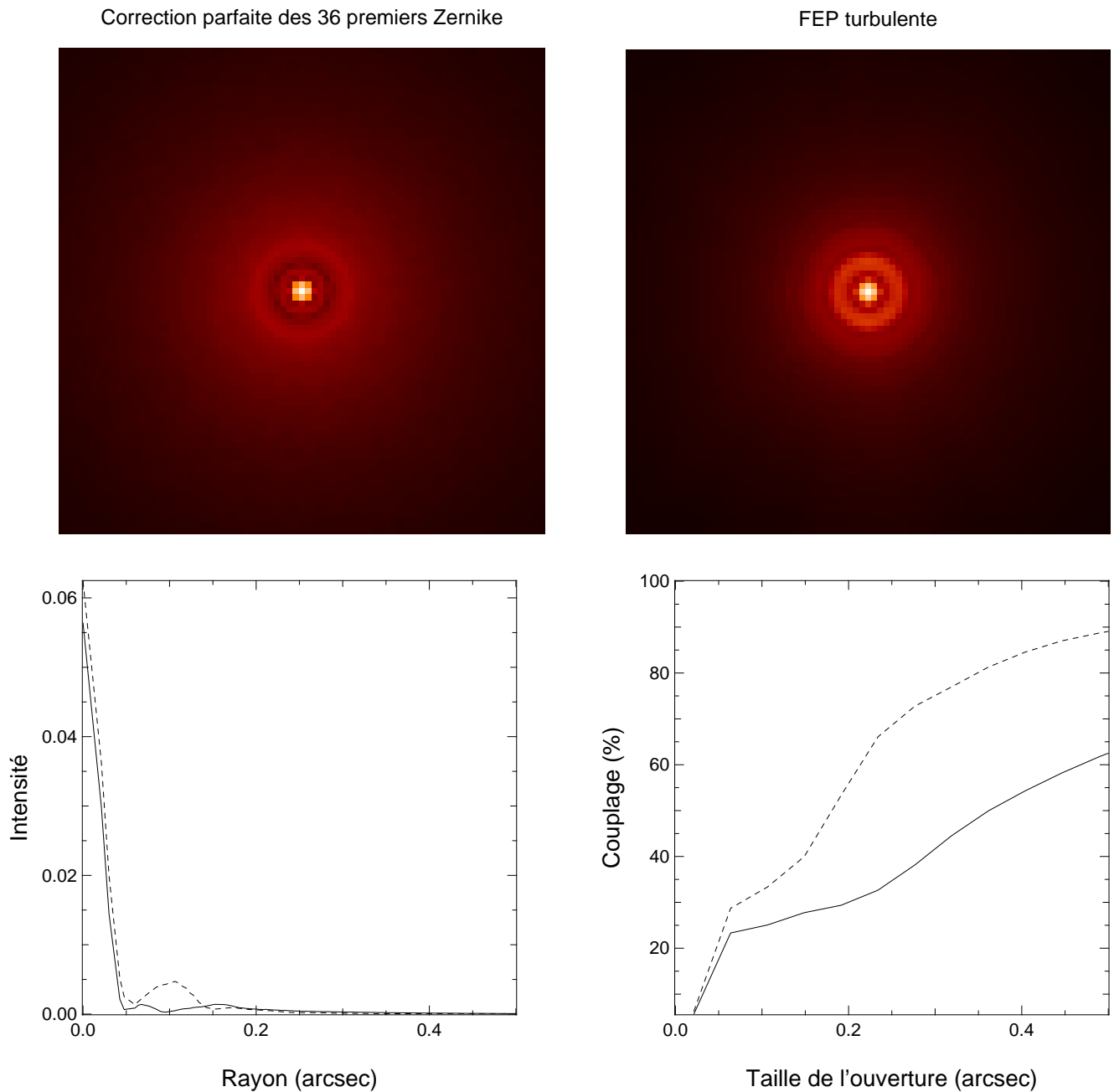


FIG. 3.14 – En haut : FEP après correction parfaite des 36 premiers polynômes de Zernike (à gauche) et FEP “turbulente” obtenue par combinaison des polynômes 17 à 36, sans correction (à droite). En bas : profil radiaux des 2 FEP (à gauche) et couplage dans une ouverture carrée (à droite). Trait plein : correction OA ; pointillés : FEP “turbulente”. Bande H, télescope de 8 mètres, conditions médianes de turbulence du Cerro Paranal.

3.4 Limitations de l'OA classique

Nous avons vu dans ce chapitre que l'utilisation de l'OA permet de redonner aux télescopes leur résolution théorique, et que de plus elle permet d'augmenter le RSB en concentrant le flux. Comme le chapitre 1 l'a montré, cette technique est indispensable pour qu'un instrument comme FALCON puisse respecter ses spécifications.

Un problème se pose, et qui a déjà été évoqué dans la section 3.3. Nous savons en effet que la distribution volumique de l'atmosphère implique le phénomène d'anisoplanétisme de la phase turbulente. Etant donné qu'il n'est pas toujours possible de faire l'analyse de front d'onde sur l'objet astrophysique qu'on souhaite étudier (principalement pour des raisons de flux insuffisant pour avoir un RSB sur la mesure correct), il faut donc réaliser l'analyse de front d'onde sur un objet suffisamment brillant qui lui le permet. Mais à cause du phénomène d'anisoplanétisme, il faut aussi que les perturbations de phase subies par cet objet ne soient pas trop décorréliées de celles subies par l'objet astrophysique.

Dans le cas de l'OA classique, on considère que la décorrélation angulaire n'est pas trop gênante tant que l'objet pour l'analyse de front d'onde est situé à un angle inférieur à l'angle isoplanétique θ_0 défini à l'équation (2.22). On appelle ainsi *couverture de ciel* la fraction du ciel dans lequel on peut respecter cette condition. Est-ce que l'Optique Adaptative a une couverture de ciel de 100%? La réponse est malheureusement non, elle est plutôt de l'ordre du pourcent (Rigaut 1992). En effet, du fait de la structure spirale de notre galaxie, le nombre d'étoiles par unité de surface angulaire chute très rapidement dès lors qu'on s'éloigne du plan galactique (Bahcall et Soneira 1980, 1981). A titre d'exemple, la figure 3.15 montre le nombre intégré d'étoiles par degré carré en bande R donné par le modèle de galaxie de l'observatoire de Besançon⁴ (Robin et al. 2003) pour des latitudes galactiques $b = 30^\circ$, $b = 60^\circ$ et $b = 90^\circ$. Pour ces trois latitudes galactiques, on arrive à un nombre d'étoiles avec $R \leq 16$ de $\mathcal{D} = 0.4 * \text{arcmin}^2$, $\mathcal{D} = 0.1 * \text{arcmin}^2$ et $\mathcal{D} = 0.05 * \text{arcmin}^2$. Si on considère l'angle isoplanétique médian du Cerro Paranal $\theta_0 = 2.42 \text{ arcsec}$ à $\lambda = 0.5 \mu\text{m}$, l'angle isoplanétique correspondant en bande R est de $\theta_{0,R} = 3.62 \text{ arcsec}$. On arrive alors à un nombre moyen d'étoiles \mathcal{N} dans un domaine angulaire d'aire $\pi\theta_0^2$ égal à $\mathcal{N} = \mathcal{D}\pi\theta_0^2$. La distribution d'étoiles sur le ciel suivant une loi de probabilité uniforme, le nombre moyen d'objets que l'on pourra trouver dans une aire donnée suit une loi de Poisson. Donc, si on a en moyenne \mathcal{N} étoiles dans le domaine angulaire $\pi\theta_0^2$, la probabilité d'en avoir k est donnée par

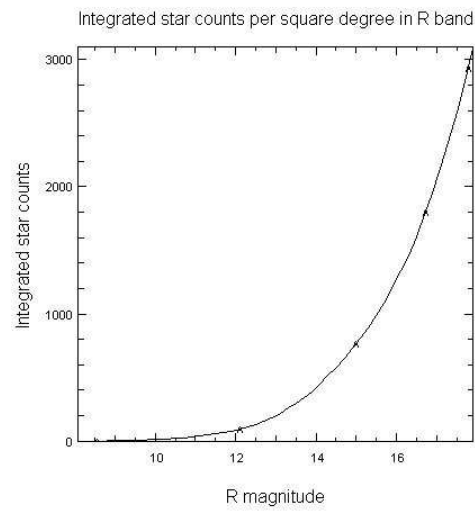
$$P\{\xi = k\} = \frac{\mathcal{N}^k}{k!} e^{-\mathcal{N}} \quad (3.35)$$

et la probabilité d'en avoir *au moins une*, c'est à dire la couverture de ciel, est alors égale à

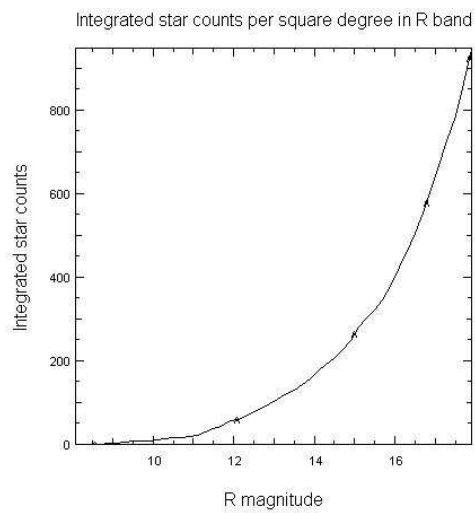
$$1 - P\{\xi = 0\} = 1 - e^{-\mathcal{N}} \quad (3.36)$$

Ainsi, la probabilité d'avoir une étoile de magnitude $R \geq 16$ dans le domaine isoplanétique $\theta_{0,R}$ est respectivement de 0.45%, 0.11% et 0.05% pour des latitudes galactiques $b = 30^\circ$, $b = 60^\circ$ et $b = 90^\circ$. Si on considère des étoiles avec $R \geq 16$, on arrive à des probabilités de 0.79%, 0.23% et 0.11% pour des latitudes galactiques identiques. Ceci limite donc très fortement le champ d'intérêt des systèmes d'Optique Adaptative (Chun 1998), en particulier dans le cas des études extragalactiques où il est malheureusement préférable d'observer à de telles latitudes galactiques pour que la lumière des galaxies lointaines ne soit pas contaminée par le milieu interstellaire. Nous voyons donc que l'OA classique ne peut pas être utilisée sur un instrument comme FALCON.

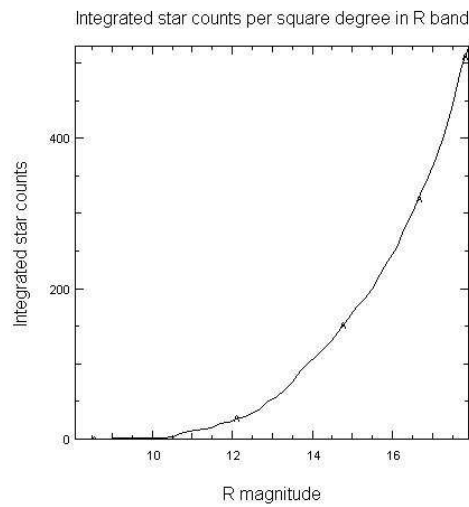
4. voir le site web <http://bison.obs-besancon.fr/modele/>



$$b = 30^\circ$$



$$b = 60^\circ$$



$$b = 90^\circ$$

FIG. 3.15 – Nombre intégré d'étoiles par degré carré en bande R donné par le modèle de Besançon pour des latitudes galactiques $b = 30^\circ$, $b = 60^\circ$ et $b = 90^\circ$.

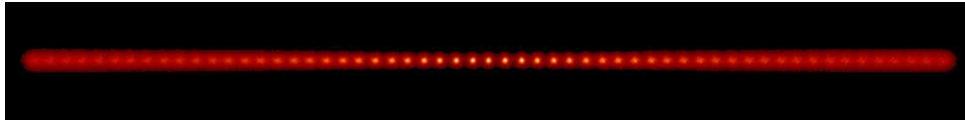


FIG. 3.16 – *Evolution de la FEP dans le champ dans le cas d'une OA classique. Les étoiles sont situées toutes les secondes d'arc. L'analyse se fait au centre du champ, et on applique cette correction pour toutes les directions. D'après Fusco (2000).*

Les conséquences de l'utilisation d'une étoile située en dehors du domaine isoplanétique sont expliquées sur la figure 3.16, qui montre une série de FEP juxtaposées toutes les secondes d'arc dans un champ de ± 30 *arcsec*. L'analyse de surface d'onde est faite au centre du champ, et on applique alors la même correction pour toutes les directions. On remarque que la FEP au centre est bien corrigée, mais on observe une importante dégradation dès qu'on s'en éloigne. Des méthodes de modélisation de l'évolution de la FEP dans le champ ont été proposées, notamment pour permettre la déconvolution *a-posteriori* d'images obtenues par OA (Fusco et al. 2000; Steinbring et al. 2002).

Afin de pallier à cette absence d'étoiles suffisamment brillantes, Foy et Labeyrie ont proposé en 1985 le concept d'*étoile laser*. Le principe consiste à exciter les atomes de la couche de sodium située dans l'atmosphère à une altitude de 90 km afin de créer une étoile artificielle. L'avantage d'une telle étoile est qu'elle peut être créée n'importe où dans le ciel et permet au système de ne pas dépendre de la position des étoiles naturelles.

Malheureusement, l'étoile laser ne résout pas tous les problèmes. En effet, il n'est pas possible de mesurer le tip-tilt avec un tel système (Rigaut et Gendron 1992). Comme on l'a vu, c'est dans ces modes qu'il y a le plus de variance turbulente. Pour résoudre cela, l'*étoile laser polychromatique* (Foy et al. 1995) a été proposée. Comme son nom l'indique, le principe consiste à générer une étoile laser à plusieurs longueurs d'onde, ce qui permettrait de pouvoir mesurer le tip-tilt. Mais la faisabilité de tels systèmes n'a pas encore été démontrée, il faut donc pouvoir mesurer le tip-tilt sur une étoile naturelle. Un autre problème de l'étoile laser est l'effet de cône (Tallon et Foy 1990), lié à la distance finie de l'étoile laser. Il en résulte que le front d'onde qui en provient n'est pas plan mais sphérique.

Un autre inconvénient de l'étoile laser est son coût élevé. Dans le cas d'un instrument tel qu'un spectrographe multi-objets, il faudrait alors autant d'étoiles laser que d'objets observés simultanément. Si on prend l'exemple de GIRAFFE, il faudrait ainsi créer 15 étoiles laser, et autant de systèmes pour aussi mesurer les modes tip-tilt. FALCON étant aussi un instrument multi-objets, ce problème se posera malheureusement.

3.5 Conclusion

L'objectif de ce chapitre était de faire quelques rappels sur l'OA dite "classique". J'ai tout d'abord présenté les différents éléments qui interviennent dans un système d'OA : l'analyseur de surface d'onde (ASO), le miroir déformable (MD) et l'étage de commande. Pour ce dernier, j'ai particulièrement insisté sur l'étape de *reconstruction du front d'onde*, qui consiste à déterminer les meilleures commandes à appliquer au miroir déformable à partir des mesures de l'analyseur de surface d'onde. J'ai alors introduit les notions de *matrice d'interaction* et de *matrice de reconstruction* qui sont des éléments clef d'un système d'OA. J'ai en particulier évoqué deux approches possibles dans la reconstruction : une approche classique du type *moindres-carrés*, et une approche optimale exploitant les différentes

corrélations existant entre les mesures et la phase. J'ai alors décrit les propriétés de la FEP corrigée par OA, en introduisant les grandeurs typiques telles que le rapport de Strehl ou la variance de phase résiduelle permettant d'évaluer le gain apporté par la correction de la turbulence. J'ai enfin parlé des limitations de l'OA classique, en insistant particulièrement sur la non-applicabilité de cette technique à tout le ciel étant donné la très faible probabilité de trouver une étoile suffisamment brillante dans le domaine isoplanétique pour pouvoir effectuer l'analyse de front d'onde.

Le problème est que le chapitre 1 a montré comment il était indispensable d'utiliser l'OA pour pouvoir respecter les contraintes scientifiques de FALCON. Ce chapitre à l'opposé prouve qu'il n'est pas possible d'utiliser les techniques dites d'OA dite "classique" dans le cas des études extragalactiques. Je vais donc présenter dans les prochains chapitres des méthodes plus évoluées qui permettent de briser la barrière imposée par l'angle isoplanétique, et qui en étant combinées à la spectroscopie 3D, donneront accès à la dynamique interne des galaxies lointaines.

Chapitre 4

Augmentation du champ de correction en Optique Adaptative

4.1 Introduction

Le chapitre précédent a décrit les principes de l'OA dite "classique". La conclusion de ce chapitre était que cette technique souffre d'un handicap majeur : elle ne peut être appliquée qu'à une minuscule portion de la voute céleste. La raison est liée à la structure volumique de la turbulence, causant le phénomène d'anisoplanétisme de la phase turbulente. Pour que la correction par OA soit efficace, il faut que l'étoile sur laquelle s'effectue l'analyse de front d'onde soit non seulement suffisamment brillante pour pouvoir mesurer le front d'onde turbulent avec un RSB correct, mais qu'en plus elle soit séparée de l'objet astrophysique que l'on souhaite étudier d'un angle inférieur à l'angle isoplanétique θ_0 . Malheureusement, la probabilité de trouver une telle étoile est de l'ordre de quelques pourcents dans le plan galactique, et elle chute avec la latitude galactique. Etant donné que notre but est de déterminer la dynamique des galaxies lointaines, il faut donc travailler à des hautes latitudes galactiques pour ne pas être contaminé par la lumière de notre galaxie. Ceci implique que l'OA classique ne peut pas être utilisée sur un instrument comme FALCON.

L'augmentation du champ de correction des systèmes d'OA est un des grands thèmes de recherche depuis une dizaine d'années. Plusieurs méthodes ont été proposées, dont le point commun est la reconstruction de la phase dans le volume. Je vais les décrire dans ce chapitre.

4.2 Reconstruction de la phase dans le volume : la tomographie

4.2.1 Principe général

Le principe général de la tomographie est expliqué sur la figure 4.1. Plusieurs analyseurs mesurent le front d'onde sur des étoiles situées dans différentes directions d'analyse α_i . En résolvant un problème inverse du même type que celui que l'on rencontre en imagerie médicale, il est alors possible de remonter aux perturbations de phase dans les différentes couches $\varphi_{(h=h_j)}$, et donc de reconstruire la phase dans le volume turbulent. Connaissant la phase dans le volume, il est possible de remonter à la phase dans la pupille pour n'importe quelle direction dans le champ en sommant les perturbations de phase dans cette direction, à condition de rester dans l'approximation de champ proche et de négliger les effets de diffraction. Par exemple, on a supposé sur cette figure qu'il y avait une galaxie au centre du champ, et que le front d'onde était mesuré sur des étoiles autour de cette galaxie. En combinant les mesures hors-axe $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$, on peut alors connaître la perturbation de phase dans la pupille $\Phi_G(\mathbf{r}, \alpha = 0)$ subie par la galaxie. Si son diamètre apparent est inférieur au domaine isoplanétique, on peut alors

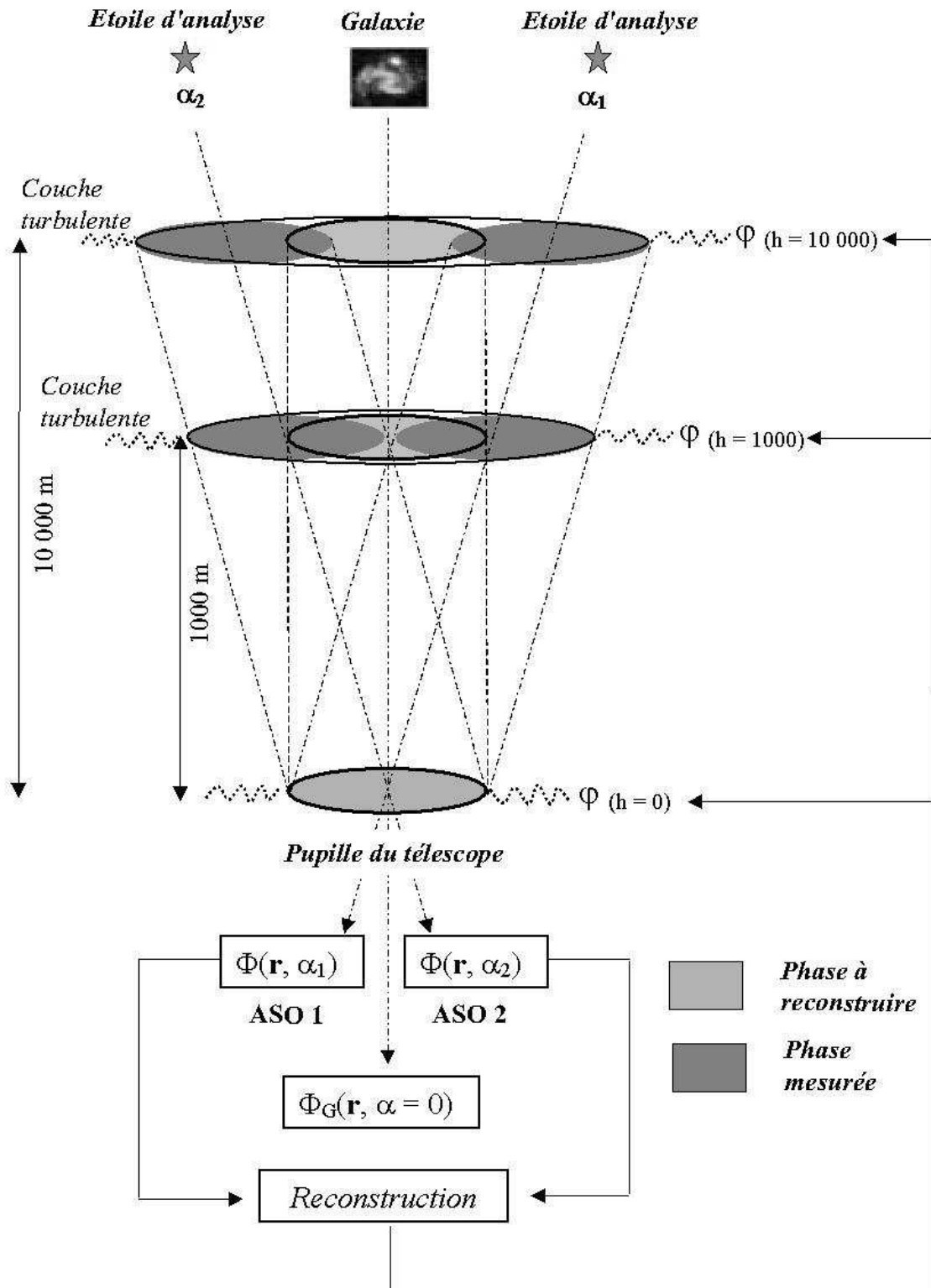


FIG. 4.1 – Principe de la tomographie. Plusieurs analyseurs mesurent le front d'onde sur des étoiles situées dans différentes directions α_i dans le champ. Il est alors possible de remonter aux perturbations de phase dans les différentes couches turbulentes $\varphi_{(h=h_j)}$.

obtenir une résolution angulaire meilleure que celle imposée par la turbulence en corrigeant la phase turbulente à l'aide d'un miroir déformable conjugué de la pupille. L'avantage d'une telle technique est que dans ce cas les étoiles sur lesquelles on souhaite effectuer l'analyse de front d'onde peuvent être situées à un angle bien supérieur à l'angle isoplanétique θ_0

Deux approches sont possibles pour reconstruire les perturbations de phase dans le volume de turbulence, que je vais maintenant présenter. Je vais en particulier insister sur la manière de reconstruire la phase pour chaque approche.

4.2.2 L'approche "star-oriented"

L'approche "star-oriented" correspond à ce qui est présentée sur la figure 4.1. Dans ce cas-là, chaque ASO mesure la phase **intégrée** dans la pupille pour chaque direction d'analyse. Si on repère la position de l'étoile d'analyse dans le champ par le vecteur α_i , la mesure correspondante s'écrit :

$$\Phi_{\alpha_i}^m(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(\mathbf{r} + h_j \alpha_i) + n_i(\mathbf{r}) \quad (4.1)$$

où N_t représente le nombre de couches turbulentes sur lequel on a discrétisé le profil de turbulence, φ_j représente la phase turbulente pour la couche j située à l'altitude h_j , $n_i(\mathbf{r})$ est le bruit affectant la mesure, et \mathbf{r} le vecteur des coordonnées spatiales dans la pupille.

Connaissant ces mesures, l'objectif est d'arriver à déterminer les phases dans les différentes couches $\varphi_j(\rho_j)$, où ρ_j repère les coordonnées spatiales dans l'écran de phase considéré pour la couche j . Si on appelle α_{max} la distance maximale au centre de l'étoile utilisée pour la tomographie, chaque couche turbulente a alors un support limité à un cercle de diamètre $D_j = D + 2h_j \alpha_{max}$.

Plusieurs méthodes ont été proposées pour résoudre ce problème. Tallon et Foy (1990) ont proposé une approche *zonale* basée sur le formalisme de l'optique géométrique pour remonter à la distribution en altitude de la phase turbulente. Ils utilisent pour cela plusieurs étoiles laser et plusieurs analyseurs du type Shack-Hartmann.

Cependant c'est surtout l'approche *modale* qui a été utilisée ces derniers temps pour déterminer les performances de la tomographie. Le principe consiste à décomposer la phase dans les différentes couches sur une base de modes. Cette approche a été introduite par Ragazzoni et al. (1999), qui ont pour cela utilisé des propriétés mathématiques particulières des polynômes de Zernike. Ceci a ensuite été repris par Fusco et al. (1999), puis Tokovinin et al. (2001), qui ont notamment calculé des expressions de la matrice de reconstruction de la phase dans le volume, toujours en supposant que la phase soit exprimée dans la base des polynômes de Zernike.

Soit $\varphi_j(\rho_j)$ la perturbation de phase ayant lieu dans la couche turbulente située à l'altitude h_j . On appellera alors φ_j le vecteur contenant les coefficients de $\varphi_j(\rho_j)$ tronquée au polynôme de Zernike d'indice N_j . Ce vecteur s'écrit :

$$\varphi_j = \begin{pmatrix} a_{j,2} \\ a_{j,3} \\ \vdots \\ a_{j,N_j} \end{pmatrix} \quad \text{et on a : } \varphi_j(\rho_j) \approx \sum_{i=2}^{N_j} a_{j,i} Z_i\left(\frac{2\rho_j}{D_j}\right) \quad (4.2)$$

où N_j est l'indice maximal du polynôme de Zernike reconstruit dans la couche d'altitude h_j . On peut alors définir le vecteur φ qui contient les coefficients de la phase dans le volume exprimée sur les polynômes de Zernike :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \vdots \\ \varphi_j \\ \vdots \\ \varphi_{N_t} \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

On ne pourra jamais connaître parfaitement la phase dans le volume φ , aussi on cherche une estimée de cette phase qui sera définie à partir d'un certain critère. Soit $\hat{\varphi}$ cette estimée. On peut l'écrire :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \hat{\varphi}_1 \\ \vdots \\ \hat{\varphi}_j \\ \vdots \\ \hat{\varphi}_{N_t} \end{pmatrix} \quad (4.4)$$

Appelons maintenant $\Phi_{\alpha_i}^m$ le vecteur qui contient les coefficients de la phase mesurée dans la pupille pour la direction α_i . On a alors :

$$\Phi_{\alpha_i}^m(\mathbf{r}) = \sum_{j=2}^{N_{mes}+1} \Phi_{\alpha_i,j}^m Z_j(\mathbf{r}) \quad (4.5)$$

où $N_{mes}+1$ est l'indice maximal du polynôme de Zernike sur lequel on décompose la phase mesurée. Il faut noter qu'en toute rigueur cette égalité est vraie uniquement dans le cas où $N_{mes}+1 \rightarrow \infty$. Dans le cas contraire, $\Phi_{\alpha_i}^m$ représente une approximation de la phase mesurée $\Phi_{\alpha_i}^m(\mathbf{r})$ d'autant meilleure que $N_{mes}+1$ est grand.

Considérons qu'on a N_{EA} étoiles d'analyse (EA) dans le champ pour effectuer l'analyse de front d'onde. On aura alors N_{EA} vecteurs de mesure correspondants. Soit Φ^m le vecteur contenant toutes les mesures. Celui-ci s'écrit :

$$\Phi^m = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1}^m \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_i}^m \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}}^m \end{pmatrix} \quad (4.6)$$

L'objectif est de pouvoir déterminer la meilleure estimation $\hat{\varphi}$ de la phase dans le volume φ à partir des mesures Φ^m . Si on considère qu'on est dans le régime linéaire, on a alors la relation

$$\hat{\varphi} = W \Phi^m \quad (4.7)$$

où W est la *matrice de reconstruction* dans le cas de la tomographie. Selon le critère qu'on se fixe, W a une expression différente. Ceci a notamment été expliqué plus en détail dans Fusco et al. (1999); Fusco (2000) et Tokovinin et al. (2001). Je reviendrai volontairement plus en détail sur la matrice de reconstruction dans le cas de la tomographie dans le prochain chapitre.

Le champ que l'on peut corriger par cette technique n'est malgré tout pas infini. De la même façon qu'il existe un angle isoplanétique θ_0 pour l'OA classique, Tokovinin et Viard (2001) ont défini un angle isoplanétique γ_K pour la tomographie. Cet angle n'a pas d'expression analytique simple, mais est fonction du profil de turbulence, de l'altitude des couches reconstruites ainsi que de la position des EA dans le champ. En effet, l'équation (5.1) suppose une approximation du profil de turbulence par un nombre N_t fini de couches. Dans le cas réel, le profil de turbulence est une fonction continue, et on a alors $N_t \rightarrow \infty$.

Un résultat très important est celui de Thierry Fusco (Fusco 2000), qui a étudié dans sa thèse la reconstruction de la phase dans le volume turbulent, en s'intéressant notamment au nombre d'EA nécessaires dans le champ et au nombre de couches turbulentes nécessaires pour modéliser le profil de turbulence. Il a trouvé qu'un profil quelconque pouvait correctement se modéliser par un profil équivalent avec 3 couches situées à des altitudes correspondant à celles des couches turbulentes dominantes, et que 3 étoiles dans le champ suffisaient pour pouvoir déterminer la phase dans la pupille pour n'importe quelle direction α dans un champ de 200 secondes d'arc, ceci en supposant un télescope de 8 mètres de diamètre et un profil de C_n^2 de type du Cerro Paranal. Cela nécessite par contre de connaître la position des couches dominantes et la force de la turbulence à l'intérieur, ainsi que le SNR sur chaque ASO.

Pour conclure sur l'approche "star-oriented" modale, il faut noter qu'elle a été validée expérimentalement sur le ciel. Ragazzoni et al. (2000b) ont ainsi observé à l'aide du TNG italien de 3.6 mètres de diamètre une constellation d'étoiles ($V \approx 10$) formant un triangle équilatéral. Ce triangle avait en son centre une étoile de magnitude $V \approx 12$, et la distance moyenne entre l'étoile centrale et les étoiles du triangle était de 15 arcsec. Les auteurs ont alors pu comparer le front d'onde de l'objet central reconstruit à partir des mesures hors-axe et le front d'onde réel à différents instants, et ont trouvé des résultats en accord.

L'approche "star-oriented" présentée dans ce paragraphe passe donc par une inversion du profil de turbulence à partir de la mesure intégrée de la phase dans différentes directions, nécessitant la résolution d'un problème inverse. Une méthode différente de restitution de la phase dans le volume est présentée au prochain paragraphe.

4.2.3 L'approche "layer-oriented"

L'approche "layer-oriented" a été proposée par Roberto Ragazzoni il y a quelques années (Ragazzoni 2000). Cette approche nécessite aussi plusieurs analyseurs. Mais à la différence de l'approche "star-oriented", les ASO ne sont pas chacun dédiés à une étoile d'analyse située dans le champ, mais sont chacun optiquement conjugués des couches turbulentes. Le principe de cette méthode est expliqué sur la figure 4.2. Elle consiste à placer plusieurs pyramides au foyer du télescope, chaque pyramide ayant son sommet sur l'image de l'étoile d'analyse correspondante. La lentille de champ vient alors imager sur le détecteur la couche turbulente dont on souhaite connaître la phase. L'utilisation de plusieurs ASO utilisant cette technique mais chacun conjugués d'une couche turbulente différente permet alors de connaître la phase dans le volume. La figure 4.3 montre un tel système avec deux couches turbulentes et 3 EA.

Le problème de la reconstruction pour un système de ce type a tout d'abord été étudié par Ragazzoni et al. (2000a) et Diolaiti et al. (2001), qui ont en particulier introduit le formalisme mathématique nécessaire. Nous allons dans un premier temps considérer l'ASO conjugué de la pupille. Comme le

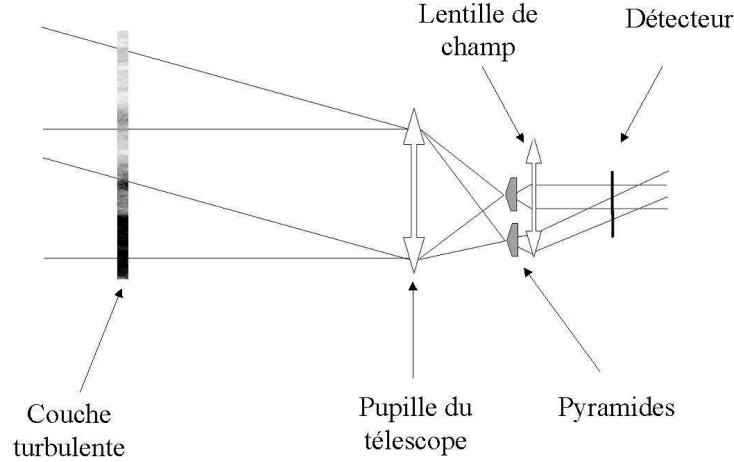


FIG. 4.2 – Principe de l'approche "layer-oriented". Des pyramides sont placées dans le plan focal du télescope. Chaque sommet de la pyramide est placé sur l'image d'une étoile au foyer du télescope. Il y a autant de pyramides que d'étoiles dans le champ. La lentille de champ sert à imager sur le détecteur l'image de la couche turbulente en altitude. Il est alors possible de mesurer le gradient de la phase dans cette couche turbulente.

montre la figure 4.3, les empreintes de la pupille pour les différentes directions d'analyse se chevauchent. La phase mesurée peut alors s'écrire comme la moyenne des phases issues des différentes EA pondérée par leur intensité :

$$W(\mathbf{r}) = \frac{\sum_{s=1}^{N_{EA}} I_s \times W_s(\mathbf{r})}{\sum_{s=1}^{N_{EA}} I_s} \quad (4.8)$$

où I_s représente l'intensité de l'EA d'indice s , et $W_s(\mathbf{r})$ la perturbation de phase dans la pupille mesurée sur cette étoile. En utilisant toujours l'approximation de champ proche, celle-ci s'écrit comme la somme des phases dans les différentes couches :

$$W_s(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^L w_l(\mathbf{r} + h_l \boldsymbol{\alpha}_s) \quad (4.9)$$

où L est le nombre de couches, w_l la perturbation de phase causée par la l^e couche, et $\boldsymbol{\alpha}_s$ repère la position de l'EA dans le champ. Si on suppose que les étoiles ont toutes la même intensité, la mesure dans la pupille s'écrit alors, en combinant les équations (4.9) et (4.8) :

$$W(\mathbf{r}) = \frac{1}{N_{EA}} \sum_{s=1}^{N_{EA}} \sum_{l=1}^L w_l(\mathbf{r} + h_l \boldsymbol{\alpha}_s) \quad (4.10)$$

où h_l représente l'altitude de la l^e couche.

Si on considère maintenant l'ASO 2 qui est conjugué de la couche en altitude, celui-ci mesure une perturbation de phase similaire, à cela près que les empreintes de la pupille dans la couche ne se recouvrent pas entièrement mais sont légèrement déplacées. Il en résulte qu'il y a des régions dans

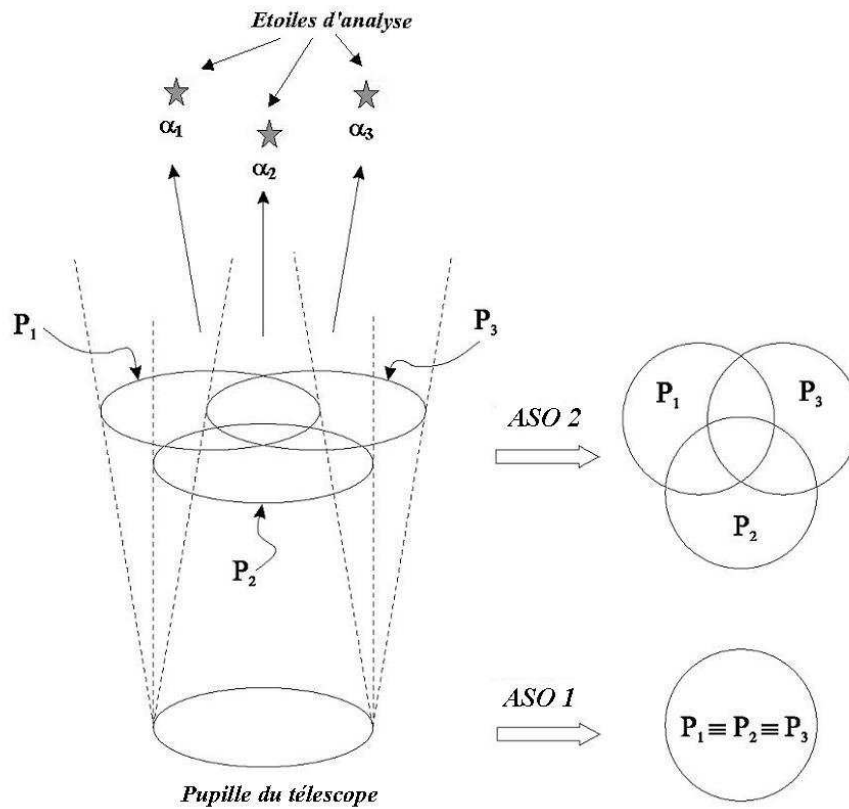


FIG. 4.3 – Exemple de système du type "layer-oriented" avec 3 EA et deux ASOs conjugués de différentes couches, l'ASO n° 1 étant conjugué de la pupille du télescope. Les symboles P_1 , P_2 et P_3 indiquent l'empreinte des étoiles, c'est à dire la projection de la pupille du télescope dans la couche turbulente considérée dans la direction de l'EA. Dans le cas de la pupille du télescope, les empreintes se superposent et l'ASO 1 mesure la moyenne des phases pour chaque EA. Dans la couche en altitude, les empreintes sont décalées, et l'ASO 2 mesure en tout point mesure la moyenne des phases des étoiles dont l'empreinte inclut ce point. D'après Diolaiti et al. (2001).

cette couche qui ne sont pas éclairées, ce qu'on peut voir là-encore sur la figure 4.3. Si on néglige ce problème, la mesure de l'analyseur conjugué de la couche à l'altitude h_m s'écrira :

$$W_m(\mathbf{r}) = \frac{1}{N_{EA}} \sum_{s=1}^{N_{EA}} \sum_{l=1}^L w_l [\mathbf{r} + (h_l - h_m)\boldsymbol{\alpha}_s] \quad (4.11)$$

ce qui peut encore se ré-écrire sous la forme (Diolaiti et al. 2001) :

$$W_m(\mathbf{r}) = \sum_{l=1}^L \delta_{m,l}(\mathbf{r}) \otimes w_l(\mathbf{r}) \quad (4.12)$$

où \otimes dénote le produit de convolution, et $\delta_{m,l}(\mathbf{r})$ est une terme tenant compte du décalage des empreintes des pupilles dans les différentes couches :

$$\delta_{m,l}(\mathbf{r}) = \sum_{s=1}^{N_{EA}} \frac{1}{N_{EA}} \delta[\mathbf{r} + (h_l - h_m)\boldsymbol{\alpha}_s] \quad (4.13)$$

Cette convolution par cette somme de fonctions Dirac translatées est alors équivalente à la moyenne des différentes empreintes pour une couche donnée. Diolaiti et al. (2001) montrent alors l'équivalence entre ce terme et la réaction de l'ASO conjugué de la couche à l'altitude h_m aux perturbations de phase ayant lieu aux altitudes h_l , $l \neq m$. Cela signifie donc que les perturbations de phase mesurées par un ASO conjugué de la couche à l'altitude h_m ne seront pas entièrement dues aux perturbations de phase ayant lieu dans cette couche.

On voit donc que la détermination de la phase $\varphi(\boldsymbol{\rho}_j)$ à une altitude précise h_j n'est pas là encore triviale. Les arguments en faveur de l'approche "layer-oriented" sont surtout d'un autre ordre, à savoir le RSB sur la mesure. En effet, comme il l'a été montré précédemment, la mesure d'un ASO fonctionnant de cette manière est égale à la somme des phases pondérées par l'intensité des EA. Le RSB de la mesure en sortie d'un ASO combinant la lumière issue de plusieurs EA, mêmes faibles, sera donc équivalent à celui obtenu dans le cas où la mesure se ferait sur une étoile brillante. Comme la densité surfacique d'étoiles augmente avec la magnitude, cet approche permettrait donc d'obtenir une couverture de ciel en OA supérieure à celle de l'approche "star-oriented" (Ragazzoni et al. 2002a; Bello et al. 2003a). Ragazzoni et al. (2002a) ont notamment proposé le concept du "Multiple field of view layer-oriented adaptive optics", qui consiste à adapter le champ maximal du détecteur conjugué de la couche turbulente en fonction de l'altitude de cette dernière.

Nous voyons donc que l'approche "layer-oriented" est depuis quelques années une autre approche de la reconstruction de la phase dans le volume, qui pourrait apporter une alternative à l'approche "star-oriented" en permettant de mesurer le front d'onde sur des étoiles plus faibles et ainsi d'augmenter la couverture de ciel. Mais bien qu'elle semble plus séduisante du point de vue théorique, nous verrons plus loin que cette approche convient pour une application particulière de l'augmentation du champ de correction de l'Optique Adaptative.

4.3 Application : l'Optique Adaptative Multiconjuguée

La section précédente a expliqué comment il était possible grâce à la tomographie de remonter aux perturbations de phase dans le volume, et ainsi de pouvoir déterminer la phase dans la pupille pour un objet situé à une position quelconque dans le champ. En effet, cette phase dans la pupille sera égale à la somme des perturbations de phase traversées par l'objet dans les différentes couches turbulentes.

Connaissant cette perturbation de phase, et en supposant qu'on ne souhaite obtenir une résolution meilleure que celle imposée par la turbulence sur un champ inférieur au domaine isoplanétique θ_0 , il est alors possible d'utiliser un miroir déformable dans la pupille pour corriger la phase. On obtient donc une bonne correction pour *une* direction dans le champ.

Comme nous l'avons vu, le champ isoplanétique est malheureusement très faible. A titre d'exemple, l'angle isoplanétique θ_0 médian au Cerro Paranal est de 2.42 arcsec à une longueur d'onde $\lambda = 0.5 \mu m$ (Martin et al. 2000). Tout comme r_0 , θ_0 suit une loi chromatique en $\lambda^{6/5}$. Il vaut donc ≈ 7.27 arcsec en bande J et ≈ 10.41 arcsec en bande H.

Ce champ est donc malheureusement encore trop faible pour permettre d'observer simultanément un grand nombre d'objets et donc gagner en temps d'observation. Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il y a environ 4 galaxies par minute d'arc carrée à $1.5 \leq z \leq 2.0$. En supposant qu'on s'intéresse à la raie $H\alpha$, cela revient à observer ces galaxies en bande H (voir l'étude faite au chapitre 1). L'angle isoplanétique dans cette bande est de $\theta_{0,H} = 10.14$ arcsec. En utilisant les mêmes calculs que ceux expliqués dans la partie 3.4, la probabilité trouver **au moins** une galaxie dans ce domaine isoplanétique est de 30%, ce qui est insuffisant. La solution serait donc de pouvoir obtenir une résolution meilleure que celle imposée par la turbulence, mais de façon uniforme dans un champ largement supérieur à θ_0 .

Une solution à ce problème existe, c'est **l'Optique Adaptative Multiconjuguée** (OAMC). Cette technique consiste à utiliser les techniques de tomographie présentées dans la partie précédente pour pouvoir dans un premier temps déterminer les perturbations de phase dans les couches turbulentes situées en altitude, et ensuite les corriger à l'aide de miroirs déformables optiquement conjugués de ces couches. En corrigeant la phase dans le volume, on peut obtenir une correction quasi-uniforme dans un grand champ.

Ce concept a tout d'abord été proposé dans les années 1970 (Dicke 1975). Il a ensuite été repris à la fin des années 1980 (Beckers 1988), pour être très étudié depuis le milieu des années 1990 (Ellerbroek 1994; Johnston et Welsh 1994). A cette époque, l'OA classique en astronomie n'en était qu'à quelques années d'existence, aussi ces études ne paraissaient pas encore très utiles. Ce n'est que depuis cinq années environ que le thème est revenu à la mode, l'anisoplanétisme en sortie des systèmes d'OA étant indiscutablement aujourd'hui la barrière à franchir. L'OAMC a donc fait depuis l'objet de nombreuses études théoriques.

Les études ont porté sur plusieurs points, notamment la commande des miroirs déformables, la définition du champ maximum corrigeable, l'utilisation des étoiles laser, etc... Le problème de la commande était directement lié au problème de l'estimation tomographique de la phase présenté à la section précédente. Un des points clef était la définition d'une matrice de commande optimale permettant de commander au mieux les miroirs déformables afin d'avoir la correction la mieux possible dans un grand champ. On peut citer à ce sujet les travaux de Fusco et al. (1999); Fusco (2000); Fusco et al. (2001), ou encore Tokovinin et al. (2001), qui ont utilisé une décomposition modale de la phase turbulente sur les polynômes de Zernike. La conclusion de leurs études était qu'une reconstruction optimale de la phase afin de minimiser la variance résiduelle **dans la pupille** (et donc maximiser le rapport de Strehl) pour n'importe quelle direction d'analyse nécessitait l'utilisation des différentes corrélations entre les mesures et les *a-priori* sur la phase (profil de turbulence) et sur le bruit pour pouvoir commander au mieux les différents MDs, et que les méthodes de reconstruction classique du type "*moindres carrés*" étaient insuffisantes. Ces dernières méthodes avaient de plus le désavantage de nécessiter à chaque fois une décomposition en valeurs singulières afin de tronquer le nombre de modes à reconstruire, d'où le problème de pouvoir déterminer le seuil de troncature optimal.

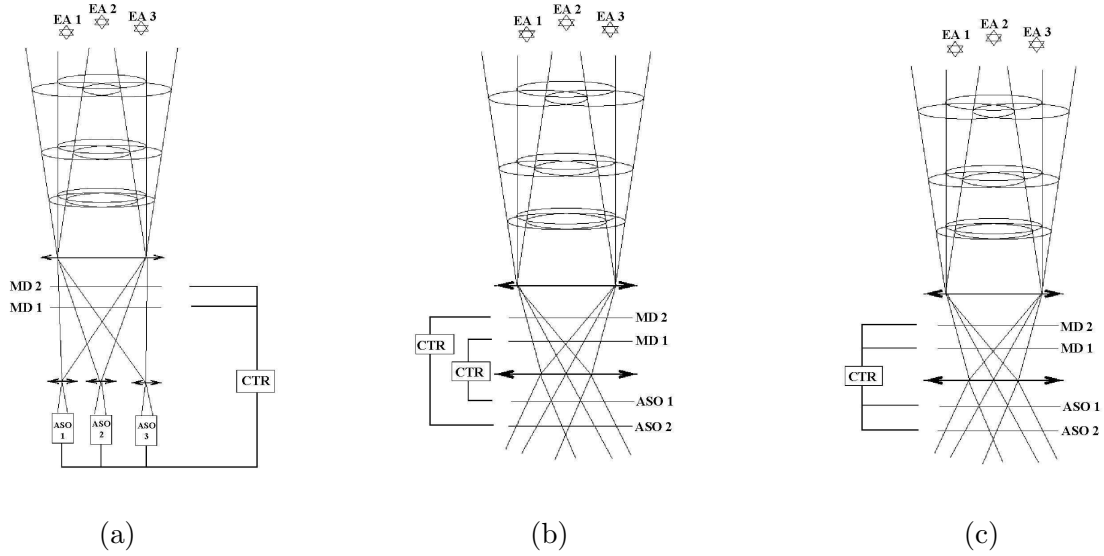


FIG. 4.4 – Différentes techniques d'OAMC. (a) : OAMC "star-oriented". (b) : OAMC "layer-oriented", méthode locale. (c) : OAMC "layer-oriented", méthode globale. La reconstruction de la phase et la commande des miroirs déformables se fait grâce au calculateur temps réel (CTR).

D'autres études ont suivi, en particulier l'utilisation couplée d'étoiles laser et d'étoiles naturelles, ainsi que le nombre de miroirs déformables nécessaires (Le Louarn 2002; Le Louarn et Tallon 2002; Femenía et Devaney 2003). Les résultats de ces études étaient là encore que 2 ou 3 MDs placés à des altitudes correspondant aux couches turbulentes dominantes suffisaient pour avoir une correction quasi-uniforme dans le champ. L'utilisation d'au moins 4 étoiles laser permet alors d'avoir une bonne correction en bande K sur un champ d'au moins 80 arcsec de diamètre pour un télescope de la classe des 8-10 mètres de diamètre, tout en utilisant des méthodes de reconstruction classique du type "moindres-carrés". Cela nécessite par contre d'avoir d'abord déterminé le seuil de troncature optimal dans la décomposition en valeurs singulières. L'utilisation d'étoiles laser pour corriger la phase dans un grand champ, mais cette fois-ci sur un télescope de 100 mètres de diamètre, a aussi été proposée (Le Louarn et al. 2000).

Toutes ces études ont été faites en utilisant l'approche "star-oriented". L'approche "layer-oriented" est aussi applicable pour un système d'OAMC, elle est d'ailleurs conçue pour cela. Dans ce cas, le système fonctionne en boucle fermée, et chaque ASO est directement couplé au miroir déformable optiquement conjugué de la couche turbulente à corriger. Diolaiti et al. (2001) ont ainsi simulé un système d'OAMC basé sur ce principe.

Bello et al. (2003b) ont plus récemment comparé les performances d'un système d'OAMC utilisant la technique "star-oriented" ou "layer-oriented". Pour cette dernière, deux méthodes sont possibles pour commander les miroirs déformables : soit la méthode *locale*, où l'on n'utilise que les mesures de l'ASO conjugué du MD correspondant pour commander ce dernier, soit la méthode *globale*, où l'on utilise les mesures de tous les ASOs pour commander tous les MDs. L'avantage de la première méthode est qu'elle permet d'utiliser plusieurs boucles d'asservissement indépendantes et fonctionnant à des fréquences différentes, on peut alors adapter la bande passante de chaque DM à la vitesse du vent dans chaque couche. Ces trois méthodes d'OAMC sont montrées sur la figure 4.4. La conclusion de cette étude était que dans le cas où 3 étoiles étaient utilisées pour corriger la phase dans un champ de 120 arcsec de diamètre, les méthodes "star-oriented" et "layer-oriented globale" étaient plus efficaces pour commencer à obtenir une bonne correction ($SR \geq 20\%$ en bande K) dans l'ensemble du champ.

Les trois méthodes donnent par contre des résultats identiques dans le cas où 8 EA sont utilisées pour obtenir une effectuer la reconstruction de la phase dans ce même champ.

Les études précédentes utilisant l'approche "star-oriented" se sont surtout intéressées au problème de la commande spatiale d'un système d'OAMC. Elles ont montré entre-autre que les méthodes classiques de reconstruction du type "moindres-carrés" n'étaient plus efficaces dans le cas de l'OAMC, et que l'introduction d'*a-priori* sur la répartition de la phase dans le volume et sur le bruit de mesure était nécessaire, en particulier lorsque les EA étaient très éloignées (distance > 60 arcsec) les unes des autres. Ces études ont surtout considéré des systèmes fonctionnant en "boucle ouverte", où les ASOs n'ont pas de retour sur les corrections appliquées aux MDs. La stabilité d'un tel système est plus qu'incertaine, c'est pourquoi les systèmes d'OA fonctionnent tous en boucle fermée. Dans ce cas, l'utilisation des *a-priori* évoqués plus haut n'est normalement plus possible pour commander les MDs. Un *filtre de Kalman* permet de résoudre ce problème. Le principe d'un tel filtre consiste à utiliser un formalisme d'état décrivant le comportement dynamique du système, c'est à dire qu'on utilise la connaissance des commandes et des mesures aux instants t_{n-2} , t_{n-1} et t_n pour déterminer les commandes aux instants t_n et t_{n+1} . Pour plus d'informations sur la commande temporelle, j'invite le lecteur à consulter la thèse de Brice Le Roux (2003) qui traite des aspects temporels de la commande optimale d'un système d'OAMC.

Pour conclure cette partie sur l'OAMC, je souhaiterais parler des développements en cours. Il y a actuellement deux projets visant à tester l'OAMC sur le ciel, au foyer des télescopes de la classe des 8 mètres. D'un côté aux Etats-Unis, avec le système d'OAMC sur le télescope Gemini-South (Ellerbroek et al. 2003). Ce système vise à délivrer une résolution égale à la limite de diffraction sur un champ de 2 minutes d'arc de diamètre dans les bandes J, H et K. Ce système utilisera 3 miroirs déformables conjugués à des couches de 0, 4.5 et 9 kilomètres d'altitude, 5 étoiles laser, 5 ASOs du type Shack-Hartmann (16×16 sous-pupilles) dédiés à ces étoiles laser, et 3 analyseurs pour la mesure de tip-tilt sur des étoiles naturelles. Il est prévu que le système fonctionne à une fréquence de 800 Hz. Ce système sera du type "star-oriented".

Le VLT va aussi bénéficier d'un système d'OAMC. Le département d'Optique Adaptative de l'ESO travaille actuellement au projet *MAD*¹. Ce système vise à obtenir des images à la limite de diffraction en bande K sur un champ de 2 minutes d'arc de diamètre. Il utilisera pour cela 2 miroirs déformables : un miroir conjugué de la pupille, et un autre conjugué d'une couche turbulente située à 8.5 km d'altitude. MAD pourra également servir à comparer les approches "star-oriented" et "layer-oriented", en utilisant soit 3 ASOs du type Shack-Hartmann, soit 2 analyseurs pyramide conjugués chacun des MDs et pouvant mesurer le front d'onde sur 8 étoiles. Ce système est prévu pour utiliser des étoiles naturelles, de magnitude $V < 14$.

L'impact scientifique de tels instruments sera énorme. En fournissant des images à la limite de diffraction dans le proche infrarouge, ces instruments donneront des résultats complètement nouveaux dans des domaines comme les processus de formation stellaire et la dynamique des étoiles dans notre galaxie et les nuages de Magellan, la résolution des étoiles individuelle dans les galaxies proches situées jusqu'à l'amas de la Vierge, ou encore la morphologie et l'étude de l'évolution de la formation stellaire des galaxies lointaines situées à $0.4 \leq z \leq 2.0$. A plus long terme, la prochaine génération d'*Extremely Large Telescopes* (ELT) avec un diamètre supérieur à 30 mètres devra obligatoirement être équipée de tels systèmes pour que ces télescopes soient compétitifs du point de vue du rapport signal sur bruit et du temps d'observation.

1. Multiconjugate Adaptive optics Demonstrator

4.4 Conclusion

La conclusion du chapitre 3 était que l'OA classique souffrait d'un handicap de taille, à savoir la limitation imposée par le domaine isoplanétique, permettant d'appliquer l'OA à seulement quelques pourcents de la voute céleste.

L'anisoplanétisme étant causé par la répartition de la phase turbulente dans le volume, nous avons alors vu dans ce chapitre qu'il était possible de remonter aux perturbations de phase à différentes altitudes, et ainsi de pouvoir déterminer la phase dans la pupille **pour n'importe quelle direction du champ** en sommant les perturbations de phase dans les différentes couches. Cela nécessite d'utiliser plusieurs étoiles dans le champ, mais qui peuvent être situées à des distances bien supérieures à θ_0 , permettant ainsi d'augmenter la couverture de ciel. Plusieurs méthodes existent pour reconstruire la phase turbulente dans le volume. Soit une approche où une mesure *intégrée* de la phase dans la pupille pour différentes directions d'analyse permet de remonter à la perturbation de phase dans le volume en résolvant un problème inverse. Soit une approche où l'analyseur de surface d'onde est directement conjugué de la couche turbulente dans laquelle on souhaite connaître la perturbation de phase.

L'application la plus prometteuse de cette technique est l'Optique Adaptative Multiconjuguée (OAMC), dont l'objectif est de fournir une correction uniforme dans un grand champ. Le principe consiste à utiliser les techniques de tomographie pour corriger la phase dans le volume, en utilisant plusieurs miroirs déformables conjugués des couches turbulentes. Cette technique a fait jusqu'à présent l'objet de nombreuses études théoriques, et devrait être prochainement validée sur le ciel à l'aide de systèmes réels sur le télescope Gemini-South ou sur le VLT. L'objectif est d'arriver à obtenir une bonne correction sur un champ de 2 minutes d'arc de diamètre. L'OAMC équipera indiscutablement à plus long terme la prochaine génération d'ELT.

Nous allons donc voir dans le prochain chapitre comment un instrument comme FALCON peut bénéficier de ces techniques d'augmentation du champ de correction de l'Optique Adaptative.

Chapitre 5

Le système d'OA de FALCON : principe et simulation

5.1 Introduction

Le chapitre 1 a présenté les spécifications de FALCON du point de vue scientifique : une résolution spectrale $R \geq 5000$ et une résolution spatiale $\Delta\alpha \leq 0.25$ arcsec sont nécessaires afin d'avoir accès à la dynamique interne des galaxies situées à $z \geq 1$. Nous avons alors vu que de telles spécifications obligent à utiliser l'Optique Adaptative. Les conséquences de cette utilisation ont été étudiées dans ce même chapitre, et ont amené à d'autres spécifications liées elle directement aux performances de l'Optique Adaptative (OA) et aux cibles astrophysiques.

Les conclusions de cette étude étaient qu'une résolution spatiale de 0.25 arcsec (échantillonnage de 0.125 arcsec) permettait d'obtenir un RSB utile (au sens de la spectro 3D) d'au moins 3 dans les bandes J et H, à condition d'utiliser l'OA pour resserrer la FEP et augmenter le couplage dans une telle ouverture. Dans le cas de la bande J (correspondant à la raie $H\alpha$ pour une galaxie située à $z = 0.9$), un couplage de 30% garantissait un RSB utile d'au moins 3 après deux heures de pose, ceci dans le cas de galaxies telles que les LIRGs. Pour des galaxies plus petites mais avec une magnitude apparente et un flux dans la raie $H\alpha$ identiques, le même RSB pouvait être obtenu au bout d'une heure, et pouvait aller jusqu'à $RSB = 8$ après 8 heures de pose, ceci pour une résolution spectrale $10000 \leq R \leq 15000$. Un tel couplage est obtenu après correction par OA, correction suffisante pour séparer des détails à l'intérieur des galaxies dans les deux cas. Dans le cas d'observations en bande H (correspondant à la raie $H\alpha$ pour une galaxie située à $z = 1.5$), un couplage de 40% permet également d'obtenir un RSB utile $RSB = 3$ après 6 heures de pose et une résolution spectrale $R = 9000$.

L'autre conclusion de ce chapitre était qu'il fallait pouvoir observer plusieurs galaxies dans un champ supérieur à 100 arcmin^2 , ceci afin de ne pas être gêné par la tendance au regroupement des galaxies causée par la structure filamenteuse à grande échelle de l'univers. Il y a donc tout intérêt à profiter pleinement du champ accessible au foyer Nasmuth du VLT qui fait 25 arcmin de diamètre, soit environ 500 arcmin^2 .

Pour résumer, ces spécifications montrent donc qu'il est indispensable de pouvoir effectuer une correction par OA dans un grand champ de 25 minutes d'arc de diamètre, ceci afin d'obtenir une bonne résolution *angulaire* ($\Delta\alpha \leq 0.25$ arcsec) et une bonne résolution *spectrale* ($R \geq 9000$) afin de pouvoir étudier la dynamique des galaxies lointaines.

Est-il possible d'utiliser les techniques d'Optique Adaptative classique ou d'Optique Adaptative Multiconjuguée pour satisfaire une telle spécification vis-à-vis de l'OA ? Assurément non. Concernant

l'OA classique, nous avons vu au chapitre 3 que la probabilité de l'appliquer à des champs situés à une latitude galactique $|b| \geq 30^\circ$ est extrêmement faible, inférieure à 0.5%. L'OAMC décrite au chapitre 4 paraît à première vue séduisante, et on pourrait penser qu'on pourrait l'utiliser sur un instrument comme FALCON. Malheureusement le champ de correction d'un système d'OAMC n'est pas infini, les résultats des études théoriques présentées dans ce même chapitre montrant que le champ maximum qui peut être corrigé est plutôt de l'ordre de 2 arcmin de diamètre dans le cas d'un télescope de 8 mètres de diamètre. De plus, la taille des miroirs déformables conjugués des couches en altitude étant liée à la taille du champ à corriger (25 arcmin), l'utilisation de l'OAMC sur FALCON nécessiterait des MDs de très grande dimension avec un très grand nombre d'actionneurs. A titre d'exemple, l'enveloppe des faisceaux dans la couche à 10 km d'altitude est contenue dans un disque de 80 mètres de diamètre pour un champ de 25 arcmin, soit environ un facteur 100 en terme de nombre d'actionneurs.

Comme il l'a été aussi expliqué au chapitre 3, nous n'avons pas voulu envisager d'utiliser des étoiles laser pour FALCON. En effet, l'utilisation d'une étoile laser par objet entraînerait une très forte augmentation du coût de l'instrument. En considérant que l'on souhaiterait pouvoir effectuer simultanément la spectroscopie 3D d'au moins 15 galaxies (nombre d'ICs sur GIRAFFE), cela signifie qu'il faudrait au moins 15 étoiles laser. Il faudrait de plus rajouter d'autres analyseurs dans le plan focal du VLT dédiés à la mesure des tilts, voire des modes d'ordre bas.

Je vais donc présenter dans ce chapitre l'approche que nous avons choisie pour le système d'OA de FALCON, qui repose sur des principes originaux, différents de l'OA classique ou de l'OAMC. Je commencerai par présenter le concept du système d'OA. Je parlerai ensuite des problèmes de la reconstruction de la phase se posant dans un tel système, et de la sensibilité de la reconstruction à différents paramètres tels que l'échelle externe, le profil de turbulence ou le bruit de mesure sur l'analyse de surface d'onde.

Une fois le système d'OA décrit, nous allons alors nous intéresser à ses performances. Celles-ci seront présentées dans le prochain chapitre. Avant cela, je parlerai plus en détail du logiciel de simulation que j'ai développé et qui a servi pour étudier les performances du système d'OA. Ces performances ont été étudiées en utilisant une décomposition modale de la phase sur les polynômes de Zernike. Mais comme il l'a été dit, les polynômes de Zernike sont un outil mathématique pour résoudre les problèmes d'optique atmosphérique, mais n'apparaissent jamais dans un système réel d'OA. Je m'intéresserai donc dans la dernière section de ce chapitre à la reconstruction du front d'onde pour le système d'OA de FALCON. Mais j'introduirai cette fois-ci des éléments réels d'un système d'OA comme un ASO de type Shack-Hartmann et les fonctions d'influence d'un MD.

5.2 Principe du système d'OA de FALCON

5.2.1 Plusieurs objets, plusieurs systèmes d'OA

Comme on l'a vu, il est impossible de pouvoir corriger par OA de façon uniforme un champ de 25 arcmin de diamètre. Cela nous oblige à utiliser une philosophie complètement nouvelle pour l'Optique Adaptative équipant FALCON.

Notre objectif est de déterminer la dynamique interne des galaxies lointaines. Cela signifie donc que nous cherchons uniquement une haute résolution angulaire sur ces objets et pas ailleurs dans le champ. Aussi nous proposons une approche complètement différente, qui est de ne pas corriger entièrement le champ de 25 arcmin au foyer Nasmyth du VLT, mais seulement de corriger **localement** les régions d'intérêt, c'est à dire les intégrales de champ positionnées sur les galaxies. Cela signifie donc qu'on a

un système d'OA par intégrale de champ. En supposant qu'on veuille obtenir simultanément l'information dynamique d'au moins 15 galaxies réparties dans ce champ, cela implique l'utilisation simultanée d'au moins 15 systèmes d'OA fonctionnant de manière indépendante. Un tel système peut paraître à première vue complètement démesuré, mais nous allons voir dans ce qui suit qu'il est possible d'en réduire la complexité.

Tout d'abord, il faut tenir compte du champ maximal à corriger. La première partie a montré comment le diamètre apparent des galaxies lointaines chutait avec le décalage spectral. L'utilisation d'une intégrale de champ de la même taille que celle de GIRAFFE (3×2 arcsec²) semble donc être un choix raisonnable, car le champ couvert permet alors d'étudier aussi bien les grandes galaxies spirales telles que les LIRGs situées à $z \leq 1$ que les galaxies plus petites et situées à des décalages spectraux supérieurs, et il permet aussi d'utiliser des microlentilles adjacentes à la galaxie pour avoir une estimation locale du fond de ciel, et donc de le soustraire lors du traitement *a-posteriori* des observations. Surtout, un tel champ est inférieur au domaine isoplanétique θ_0 , et dans ce cas l'utilisation d'un miroir déformable conjugué de la pupille suffit à corriger le champ couvert par les microlentilles de l'IC.

Une telle spécification nécessite par contre de satisfaire une autre contrainte très difficile, d'ordre technologique cette fois-ci. En effet, comme il l'a été décrit au chapitre 1, les intégrales de champ sont des dispositifs optiques très petits. Dans le cas de GIRAFFE, la mosaïque de microlentilles fait 1.8×1.2 mm², et est incorporée dans un dispositif opto-mécanique appelé "*bouton*" de 6 mm de diamètre, ce qui correspond à 11 secondes d'arc dans le plan focal du VLT. Dans le cas de FALCON, il faut donc pouvoir intégrer en plus dans un tel dispositif optomécanique le miroir déformable, l'optique de relais et la mosaïque de microlentilles. Les miroirs déformables couramment utilisés en OA ne permettent pas une telle intégration en raison de leur diamètre trop élevé. Mais une nouvelle génération de miroirs déformables est en développement depuis une dizaine d'années : les micro-miroirs déformables (Char-ton et al. (2003); Zamkotsian et al. (2003), entreprises américaines comme Boston Micromachines, MEMS Optical, l'université de Delft et la société OKO, etc...). Le but de ces miroirs est de concentrer le nombre d'actionneurs sur des surfaces plus petites. Ces systèmes seront pleinement justifiés dans le cas de l'OA appliquée aux ELT avec des diamètres supérieurs à 20 mètres, où on envisage un nombre d'actionneurs compris entre 5000 et 250 000 (cas des pupilles de 100 mètres de diamètre).

Dans le cas de FALCON, des études préliminaires ont montré qu'il est possible d'intégrer un micro-miroir déformable OKO à 37 actionneurs et 15 mm de diamètre dans un "*bouton adaptatif*" de $50 \times 50 \times 150$ mm³, qui comprend également une lentille mobile pour effectuer les corrections des modes tip-tilt et defocus. En effet, les micro-miroirs actuels n'ont pas encore la dynamique suffisante pour pouvoir corriger les basses fréquences spatiales de la turbulence, il est donc indispensable de corriger ces modes à l'aide d'un dispositif additionnel. La figure 5.1 montre un exemple de bouton conçu au GEPI qui contient tous ces composants, ainsi que l'intégrale de champ et son toron de fibres alimentant le spectrographe. Il faut noter qu'un diamètre de 50 mm correspond à environ 1.5 minutes d'arc sur le ciel, ce qui est loin d'être négligeable pour la couverture de ciel du point de vue de l'Optique Adaptative, puisque cela empêche d'effectuer l'analyse de front d'onde sur des étoiles situées plus près. La diminution de l'encombrement d'un tel système est donc une priorité, et passe nécessairement par le développement de micro-miroirs plus compacts.

Le même problème se pose pour l'analyseur de surface d'onde, qu'il faut là aussi miniaturiser afin de l'incorporer dans un dispositif opto-mécanique semblable. On parlera alors de "*bouton d'analyse*". Ce bouton a le même encombrement que le bouton adaptatif, et vient se positionner sur une étoile naturelle proche de la galaxie afin d'effectuer dessus l'analyse de front d'onde (on ne fait pas de spectroscopie avec ce bouton).

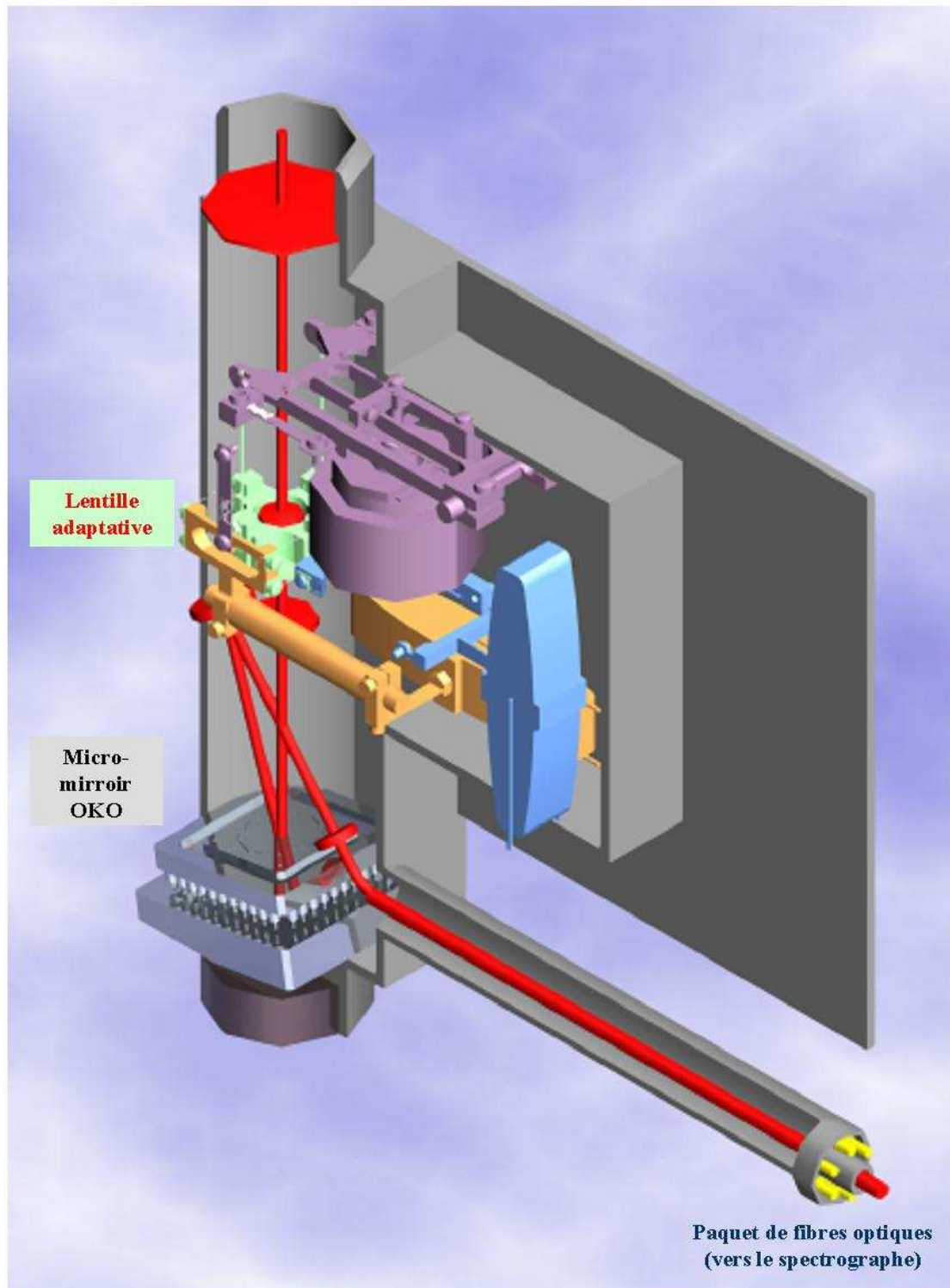


FIG. 5.1 – Exemple de bouton adaptatif incorporant la lentille adaptative (correction des tip-tilt et du defocus), le micro-miroir déformable, et la mosaïque de microlentilles (en bas à droite). Le paquet de fibres transporte alors la lumière issue des microlentilles vers l'entrée du spectrographe

L'avantage d'intégrer ainsi le miroir déformable et l'analyseur de surface d'onde dans ces boutons est de permettre un déplacement facile de ces composants dans le plan focal du VLT, à l'aide d'un dispositif du même type que *OzPoz*, le positionneur de GIRAFFE¹. *OzPoz* permet le positionnement de 30 ICs dans le plan focal du VLT : 15 prévues pour analyser les galaxies et 15 pour examiner le ciel.

Une telle architecture avec d'un côté le miroir déformable dans le bouton de correction et de l'autre côté l'analyseur de surface d'onde diffère fortement des systèmes d'OA classique. En effet, ceci correspond à une architecture du type "*boucle-ouverte*" comme expliqué sur la figure 3.10 : l'analyseur de surface d'onde n'a pas de retour optique sur la correction effectuée par le miroir déformable. Dans ce cas, la garantie que la phase de correction du MD soit parfaitement celle que l'on ait commandée n'est pas assurée comme on l'a vu au paragraphe 3.2.1. Cela pose aussi problème du point de vue de l'analyseur de surface d'onde, qui doit alors avoir une dynamique suffisante pour pouvoir mesurer à tout instant la perturbation **totale** de phase arrivant sur la pupille et non pas la perturbation résiduelle. L'analyseur Shack-Hartmann a cette capacité, mais cela nécessite alors un grand nombre de pixels par sous-pupille. On comprend dès lors que la principale limitation d'un tel analyseur proviendra surtout du bruit de lecture. Si on considère donc que FALCON devra être équipé d'analyseurs donnant une mesure absolue de la phase, il y aura alors soit un réel besoin de développer des analyseurs de nouvelle génération adaptés à ce type de mesure, soit le développement de détecteurs avec un bruit de lecture très faible.

Une solution à ce problème serait d'incorporer un micro-miroir dans chaque bouton d'analyse, et d'appliquer à ce miroir les mêmes commandes que celles qui sont appliquées au miroir déformable situé dans le bouton de correction. L'ASO aurait alors un retour sur l'action effectuée par le miroir déformable, et mesurerait en quelque sorte une "*phase résiduelle*" permettant alors de réduire la dynamique de l'ASO. Cette hypothèse n'est toutefois valide qu'à condition que des commandes identiques appliquées sur deux miroirs différents donnent des résultats identiques. Tout dépend ensuite de ce que l'on entend par le mot "identique" : des erreurs de modèle, d'hysteresis, de différence de température peuvent entraîner des différences dans le comportement mécanique d'un MD à l'autre. Il s'agit donc de quantifier l'importance de ces erreurs par rapport à la commande appliquée aux MDs afin de voir si elles vont perturber le fonctionnement d'ensemble du système. L'ONERA a été chargée d'étudier la stabilité d'une telle boucle "*pseudo-fermée*", qui dans l'état actuel des études sur FALCON n'est pas encore totalement fixée.

La miniaturisation des composants permet donc de faire fonctionner de façon simultanée 15 systèmes d'OA indépendants dans le champ de 25 minutes d'arc au foyer Nasmyth du VLT. Mais cela ne résout pas le problème de la couverture de ciel évoqué à la fin du chapitre 3, à savoir la présence indispensable d'une étoile naturelle dans le domaine isoplanétique sur laquelle effectuer l'analyse de front d'onde. Ce problème se pose dans le cas où on utilise un ASO par système d'Optique Adaptative.

Heureusement, le chapitre 4 a montré qu'il était possible d'augmenter le champ de correction des systèmes d'Optique Adaptative grâce aux techniques de Tomographie. Comme il l'a été dit dans ce même chapitre, les travaux théoriques précédents ont montré que trois analyseurs positionnés sur des étoiles naturelles suffisaient à reconstruire la phase dans un champ de 2 minutes d'arc de diamètre. Une question se pose cependant : quelle approche utiliser pour reconstruire la phase dans le volume : "*star-oriented*" ou "*layer-oriented*" ? L'approche "*layer-oriented*" est particulièrement séduisante dans un contexte à miroirs multiples et boucle fermée, ce qui n'est pas notre cas. Elle fait d'autre part référence à un certain type d'analyseur alors que je souhaitais rester général dans mon étude et ne pas privilégier de solution technique. J'ai donc choisi l'approche "*star-oriented*", qui facilite les choses sans pour au-

1. voir le site web <http://www.eso.org/instruments/flames/OzPoz.html> pour plus d'informations

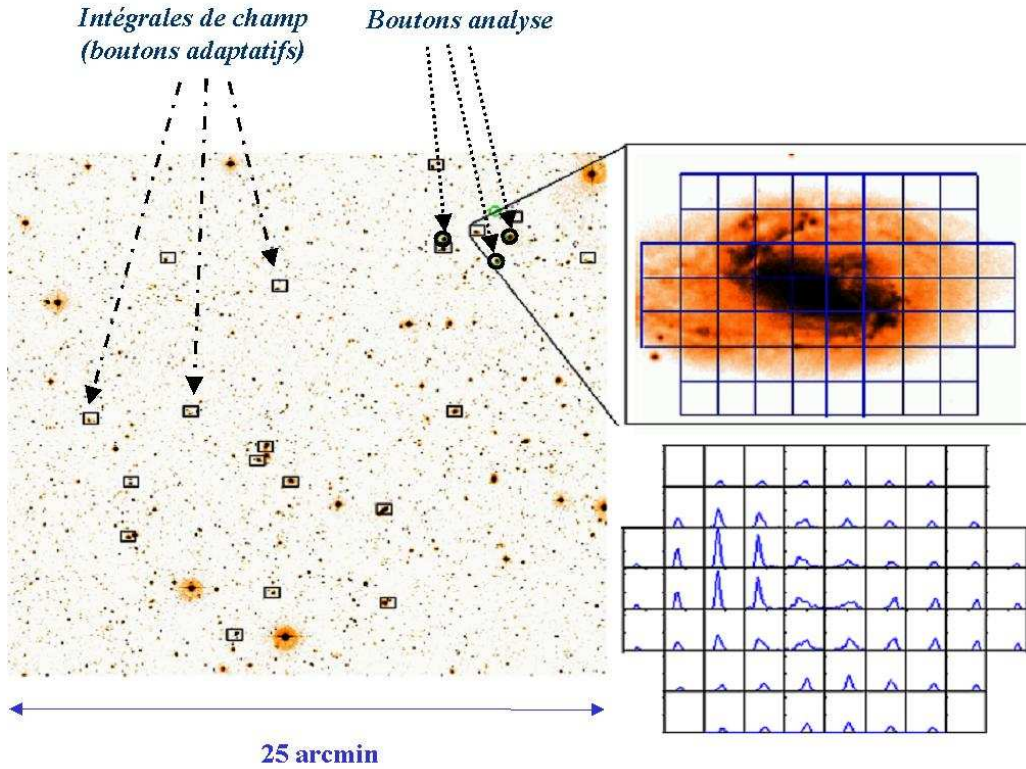


FIG. 5.2 – Le concept FALCON : plusieurs ICs (rectangles) sont positionnées dans le plan focal du VLT (25 arcmin de diamètre). Chaque IC sert à effectuer la spectroscopie 3D de la galaxie sur laquelle elle est positionnée. Des ASOs miniaturisés (cercles) analysent le front d'onde sur des étoiles entourant la galaxie. Ces signaux sont alors utilisés pour piloter le micro-miroir déformable situé à l'intérieur du bouton adaptatif, qui permet de corriger le front d'onde. Il est alors possible de déterminer le champ de vitesse avec une meilleure résolution spatiale.

tant perdre en généralité, ni fermer la porte à une évolution future vers un concept "layer-oriented".

Nous arrivons donc au concept final de l'Optique Adaptative de FALCON, qui est décrit sur la figure 5.2. Ce système se compose en fait d'au moins **15** systèmes d'Optique Adaptative indépendants répartis dans le plan focal Nasmyth du VLT (25 minutes d'arc). Ceci permet donc d'effectuer simultanément la spectroscopie 3D d'au moins 15 galaxies dans ce champ. Chaque système d'OA indépendant est composé d'un bouton adaptatif et de trois boutons d'analyse. Ces derniers mesurent le front d'onde hors-axe sur des étoiles situées autour de la galaxie. Ces signaux sont alors utilisés pour piloter le dispositif de correction du front d'onde (lentille adaptative et micro-miroir déformable conjugué de la pupille) contenu dans le bouton adaptatif. La commande du MD se fait en utilisant les méthodes de *tomographie* : les mesures hors-axe sont utilisées pour reconstruire la phase dans le volume, il est alors possible de connaître la perturbation de phase subie par la galaxie dans chaque couche turbulente, et la perturbation de phase subie par la galaxie dans la pupille est égale à la somme des perturbations dans les différentes couches. Connaissant cette perturbation, le MD peut alors être commandé, et le front d'onde arrivant sur l'intégrale de champ est corrigé et permet d'effectuer la spectroscopie 3D

avec une meilleure résolution spatiale. Ce dispositif de tomographie est répété autant de fois qu'il y a d'intégrales de champ disposées dans le plan focal du VLT. En supposant qu'il y ait ainsi 15 galaxies dont on souhaite connaître simultanément la dynamique, cela amène donc à un nombre de **15 boutons adaptatifs** (donc 15 micro-miroirs déformables) à piloter à partir des mesures issues de 15×3 **analyseurs de surface d'onde** positionnés autour de ces galaxies. On comprend donc qu'un tel concept est un challenge réel pour l'Optique Adaptative : cela oblige à miniaturiser les composants, à utiliser des boucles d'asservissement peu habituelles, et aussi à posséder la puissance de calcul suffisante pour gérer tous ces systèmes d'OA fonctionnant en parallèle. Il paraît donc raisonnable de qualifier FALCON d'instrument *de troisième génération* pour le VLT.

Ce paragraphe a donc servi à introduire le concept de FALCON. Je vais maintenant rentrer plus en détail dans le travail que j'ai effectué sur l'étude de FALCON pendant ma thèse. Les paragraphes qui suivent sont liés à l'étude de la reconstruction de la perturbation de phase dans la pupille subie par la galaxie à partir des mesures hors-axe des analyseurs et à l'influence de différents paramètres tels que le profil de turbulence ou le bruit de mesure.

5.2.2 Reconstruction optimale de la phase sur axe.

Je vais approfondir dans ce paragraphe la discussion amorcée au paragraphe 4.2.2 sur la reconstruction tomographique. Je m'intéresserai uniquement au côté spatial de la reconstruction, je ne traiterai pas de l'aspect temporel. La figure page 226 rappelle le problème qui se pose : des analyseurs hors-axe mesurent la phase **dans la pupille** (ou plus précisément son gradient ou son laplacien) sur des étoiles situées autour de la galaxie (qui elle est située sur axe) et repérées dans le champ par le vecteur α_i . Nous cherchons alors à partir de ces mesures hors-axe à corriger la phase dans la pupille pour la galaxie. On appellera $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ la phase dans la pupille pour la direction α_i et $\Phi_G(\mathbf{r})$ la phase dans la pupille pour la galaxie. Celles-ci s'écriront alors :

$$\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(\mathbf{r} + h_j \alpha_i) \quad (5.1)$$

$$\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0}) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(\mathbf{r}) \quad (5.2)$$

où N_t représente le nombre de couches turbulentes sur lequel on a discrétisé le profil de C_N^2 , $\varphi_j(\mathbf{r}_j)$ est la phase turbulente dans la couche située à l'altitude h_j , \mathbf{r} est le vecteur des coordonnées spatiales dans la pupille du télescope et \mathbf{r}_j est le vecteur des coordonnées spatiales dans la couche située à l'altitude h_j . Si on appelle α_{max} la distance au centre du champ de l'étoile d'analyse la plus lointaine, la couche turbulente a alors un support limité à un cercle de diamètre $D_j = D + 2h_j \alpha_{max}$. On appellera ce cercle "la *métapupille*" dans la suite de ce manuscrit.

$\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ peut se décomposer sur la base des polynômes de Zernike :

$$\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i) = \sum_{k=2}^{\infty} a_{\alpha_i, k} Z_k(\mathbf{r}) \quad (5.3)$$

On notera Φ_{α_i} le vecteur contenant les coordonnées de $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$:

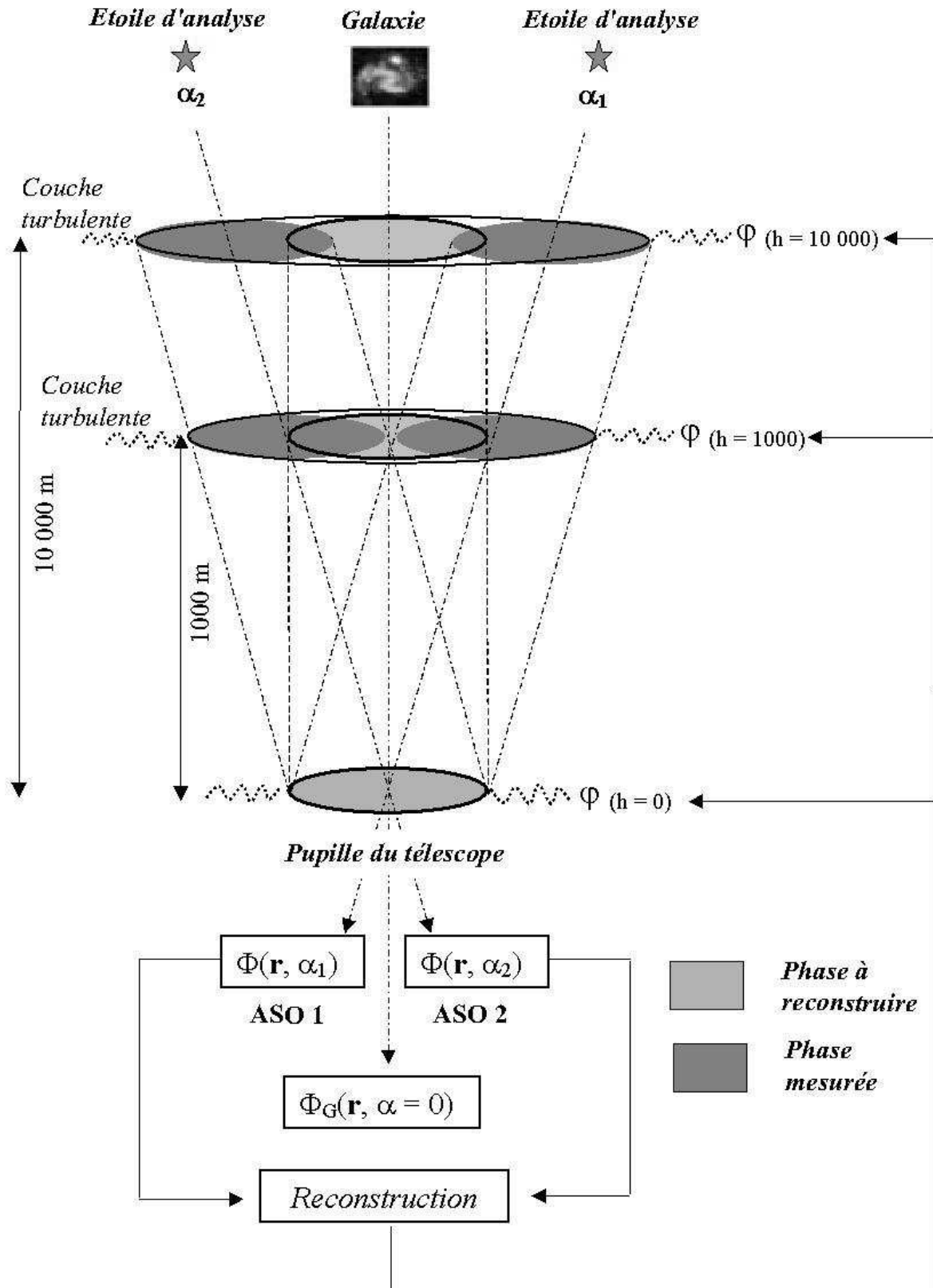


FIG. 5.3 – Schéma de fonctionnement du système d'OA de FALCON (rappel).

$$\Phi_{\alpha_i} = \begin{pmatrix} a_{\alpha_i,2} \\ a_{\alpha_i,3} \\ \vdots \\ a_{\alpha_i,\infty} \end{pmatrix} \quad (5.4)$$

Les ASOs sur la figure 5.3 sont des analyseurs de type quelconque (Shack-Hartmann, pyramide, etc...), dont les mesures peuvent être des pentes, des mesures de courbure ou autres. Supposons qu'il est possible de reconstruire les polynômes de Zernike à partir des mesures de ces analyseurs. On comprend que le nombre de polynômes qu'il est possible de reconstruire n'est pas infini, mais sera directement lié à la géométrie de l'analyseur et à l'échantillonnage spatial. Soit k_{max} l'indice maximal du polynôme de Zernike reconstruit. On appellera *phase mesurée* la grandeur $\Phi^m(\mathbf{r}, \alpha_i)$ définie comme :

$$\Phi^m(\mathbf{r}, \alpha_i) = \sum_{k=2}^{k_{max}} a_{\alpha_i,k} Z_k(\mathbf{r}) + n_i(\mathbf{r}) \quad (5.5)$$

où $n_i(\mathbf{r})$ est le bruit affectant la phase mesurée par l'analyseur dans la direction α_i , c'est à dire le bruit propagé sur les polynômes de Zernike dans le processus de reconstruction à partir des mesures de l'ASO. On peut écrire :

$$n_i(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{k_{max}} \mathbf{n}_{i,k} Z_k(\mathbf{r}) \quad (5.6)$$

Le vecteur \mathbf{n}_i est un vecteur aléatoire dont la statistique est donnée par sa matrice de covariance $\mathbf{C}_{b,i}$, qui dépend des conditions d'observation et du type d'analyseur utilisé.

Appelons $\Phi_{\alpha_i, k_{max}}$ le vecteur contenant les coordonnées de $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ jusqu'au polynôme de Zernike d'indice k_{max} . Il s'écrit :

$$\Phi_{\alpha_i, k_{max}} = \begin{pmatrix} a_{\alpha_i,2} \\ a_{\alpha_i,3} \\ \vdots \\ a_{\alpha_i, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

On peut donc définir le vecteur $\Phi_{\alpha_i}^m$ qui contient les coefficients de la phase $\Phi^m(\mathbf{r}, \alpha_i)$ décomposée sur les polynômes de Zernike 2 à k_{max} . Ce vecteur s'écrit :

$$\Phi_{\alpha_i}^m = \begin{pmatrix} a_{\alpha_i,2} + \mathbf{n}_{i,2} \\ a_{\alpha_i,3} + \mathbf{n}_{i,3} \\ \vdots \\ a_{\alpha_i, k_{max}} + \mathbf{n}_{i, k_{max}} \end{pmatrix} = \Phi_{\alpha_i} + \mathbf{n}_i \quad (5.8)$$

c'est donc la somme du vecteur $\Phi_{\alpha_i, k_{max}}$ et du bruit \mathbf{n}_i .

Il faut rajouter à cela qu'il y a N_{EA} ASOs qui mesurent le front d'onde sur N_{EA} étoiles situées autour de la galaxie. Aussi on peut concaténer les différents vecteurs de mesures $\Phi_{\alpha_1}^m, \Phi_{\alpha_2}^m, \dots, \Phi_{\alpha_{N_{EA}}}^m$ dans un seul vecteur Φ^m , qui s'écrit :

$$\Phi^m = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1}^m \\ \Phi_{\alpha_2}^m \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}}^m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1, k_{max}} \\ \Phi_{\alpha_2, k_{max}} \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ \vdots \\ n_{N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.9)$$

Si on appelle Φ_α le vecteur

$$\Phi_\alpha = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1, k_{max}} \\ \Phi_{\alpha_2, k_{max}} \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.10)$$

et N le vecteur

$$N = \begin{pmatrix} n_1 \\ n_2 \\ \vdots \\ n_{N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.11)$$

on a alors

$$\Phi^m = \Phi_\alpha + N \quad (5.12)$$

et on voit que ces trois vecteurs Φ^m , Φ_α et N ont $N_{EA} \times (k_{max} - 1)$ éléments.

Supposons maintenant que les fonctions d'influence du miroir déformable (MD) soient aussi des polynômes de Zernike. Là encore, le nombre d'actionneurs n'est pas infini. On supposera donc que le MD peut corriger les polynômes de Zernike d'indice 2 à k_{max} . Le rôle de ce MD est de corriger la phase sur axe dans la pupille $\Phi_G(\mathbf{r})$. Cette dernière peut aussi se décomposer sur la base des polynômes de Zernike :

$$\Phi_G(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{\infty} a_{G,k} Z_k(\mathbf{r}) \quad (5.13)$$

Soit Φ_G le vecteur contenant les coordonnées de $\Phi_G(\mathbf{r})$, et $\Phi_{G, k_{max}}$ le vecteur contenant ces mêmes coordonnées mais jusqu'au polynôme k_{max}

$$\Phi_G = \begin{pmatrix} a_{G,2} \\ a_{G,3} \\ \vdots \\ a_{G,\infty} \end{pmatrix} \text{ et } \Phi_{G, k_{max}} = \begin{pmatrix} a_{G,2} \\ a_{G,3} \\ \vdots \\ a_{G, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

Notre but est de corriger au mieux $\Phi_G(\mathbf{r})$, c'est à dire d'en déterminer la meilleure estimation $\hat{\Phi}_G(\mathbf{r})$. Ceci revient à estimer au mieux le vecteur $\Phi_{G, k_{max}}$, et on appellera $\hat{\Phi}_{G, k_{max}}$ le vecteur estimé, qui a alors pour coordonnées

$$\hat{\Phi}_{G, k_{max}} = \begin{pmatrix} \hat{a}_{G,2} \\ \hat{a}_{G,3} \\ \vdots \\ \hat{a}_{G, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.15)$$

$\hat{\Phi}_{G,k_{max}}$ représente le vecteur de commandes du miroir déformable, et la phase de correction s'écrit alors :

$$\hat{\Phi}_G(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{k_{max}} \hat{a}_{G,k} Z_k(\mathbf{r}) \quad (5.16)$$

L'objectif de ce paragraphe est de trouver une relation entre les mesures Φ^m et les commandes du miroir déformable $\hat{\Phi}_{G,k_{max}}$. Nous considérons que l'ASO et le MD ont un comportement linéaire. On cherche donc la matrice de reconstruction \mathbf{W} permettant d'écrire :

$$\hat{\Phi}_{G,k_{max}} = \mathbf{W} \Phi^m \quad (5.17)$$

Il faut toutefois définir un critère pour la reconstruction. Le chapitre 3 a montré qu'on cherche en Optique Adaptative à minimiser la variance résiduelle, qui est en fait la moyenne temporelle des variances spatiales instantanées de la phase résiduelle sur la pupille. En effet, dans le cas d'une correction par OA, on a vu que la diminution de la variance résiduelle entraîne une augmentation du rapport du Strehl et du couplage. Dans notre étude, la variance résiduelle $\sigma_{\varphi,res}^2$ s'écrit :

$$\sigma_{\varphi,res}^2 = \frac{1}{S} \int_{\mathcal{P}} \left\langle \left[\Phi_G(\mathbf{r}) - \hat{\Phi}_G(\mathbf{r}) \right]^2 d\mathbf{r} \right\rangle \quad (5.18)$$

$$= \left\langle \left\| \Phi_G - \hat{\Phi}_{G,k_{max}} \right\|^2 \right\rangle \quad (5.19)$$

$$= \left\langle \left\| \Phi_G - \mathbf{W} \Phi^m \right\|^2 \right\rangle \quad (5.20)$$

$$= \sum_{k=2}^{k_{max}} \left\langle (a_{G,k} - \hat{a}_{G,k})^2 \right\rangle + \sum_{k=k_{max}+1}^{\infty} \left\langle a_{G,k}^2 \right\rangle \quad (5.21)$$

Le terme $\sum_{k=2}^{k_{max}} \left\langle (a_{G,k} - \hat{a}_{G,k})^2 \right\rangle$ correspond à l'erreur de reconstruction due à l'anisoplanétisme et à la propagation du bruit, tandis que le terme $\sum_{k=k_{max}+1}^{\infty} \left\langle a_{G,k}^2 \right\rangle$ à toute la variance spatiale non corrigée due au nombre fini de polynômes de Zernike sur lesquels on reconstruit la phase sur axe, on reconnaît là le *résidu de Noll* défini à l'équation (2.49).

C'est en l'occurrence la quantité $\sum_{k=2}^{k_{max}} \left\langle (a_{G,k} - a_{G,corr,k})^2 \right\rangle$ que l'on va chercher à minimiser. Nous avons vu dans la section 3.2 que la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} qui satisfait cette condition s'écrit :

$$\mathbf{W}_{opt} = \left\langle \Phi_{G,k_{max}} (\Phi^m)^T \right\rangle \left\langle \Phi^m (\Phi^m)^T \right\rangle^{-1} \quad (5.22)$$

Nous avons vu que Φ^m s'écrit

$$\Phi^m = \Phi_{\alpha} + N \quad (5.23)$$

avec

$$\Phi_{\alpha} = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha 1, k_{max}} \\ \Phi_{\alpha 2, k_{max}} \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha N_{EA}, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.24)$$

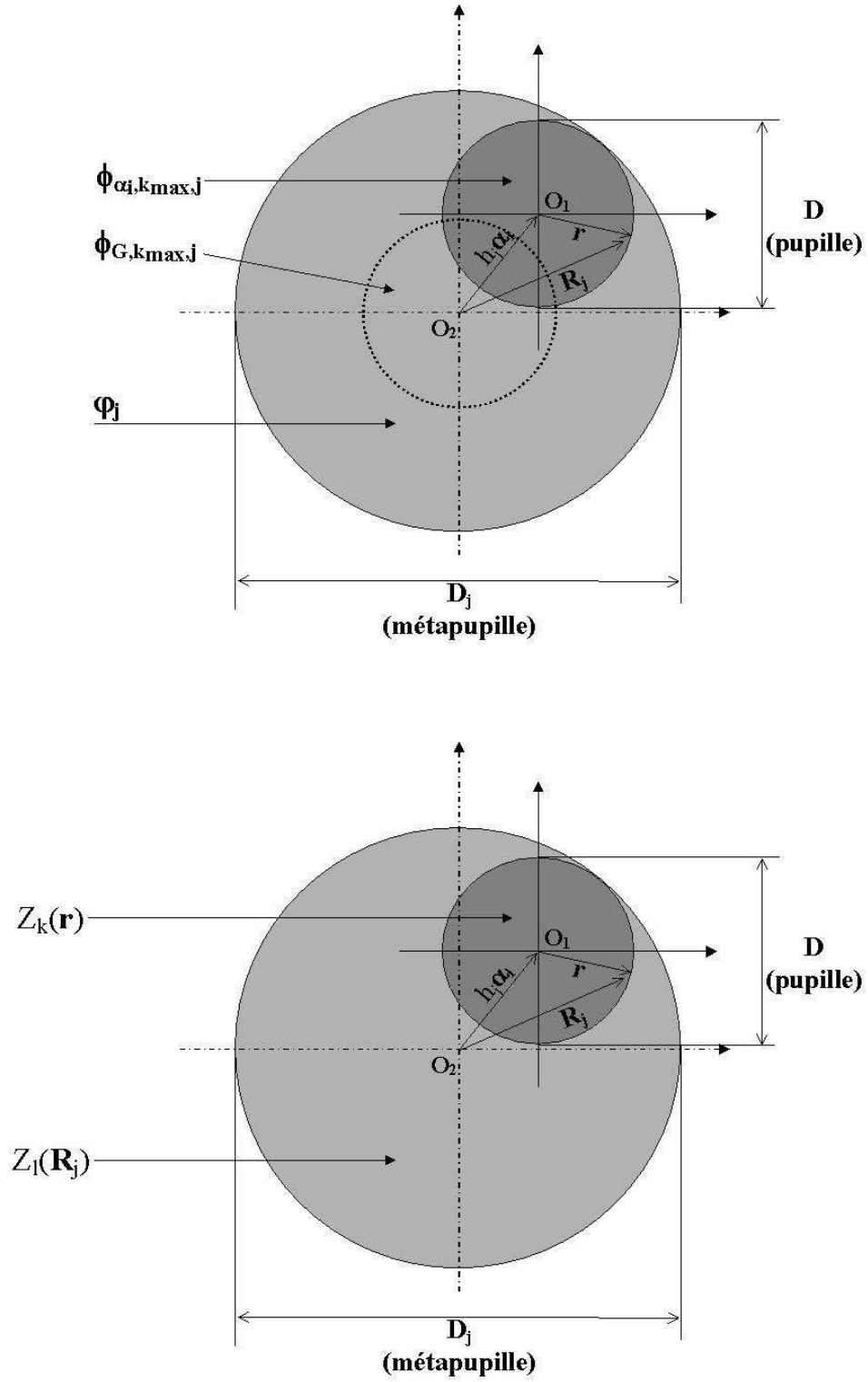


FIG. 5.4 – Géométrie des empreintes des pupilles dans la métapupille, et des polynômes de Zernike utilisés pour calculer la matrice d'interaction $M_{\alpha}^{N_t}$.

On peut écrire

$$\Phi_{\alpha_i, k_{max}} = \sum_{j=1}^{N_t} \Phi_{\alpha_i, k_{max}, j} \quad (5.25)$$

où $\Phi_{\alpha_i, k_{max}, j}$ est le vecteur contenant les coordonnées de la phase définie sur l'empreinte du faisceau issu de l'EA α_i dans la métapupille correspondant à la couche d'altitude h_j . Si on appelle \mathbf{R}_j le vecteur des coordonnées spatiales dans la couche à l'altitude h_j , et $\varphi_j(\mathbf{R}_j)$ la phase turbulente dans la métapupille, cette dernière peut se décomposer sur les polynômes de Zernike définis sur un support de diamètre D_j :

$$\varphi_j(\mathbf{R}_j) = \sum_{l=2}^{\infty} a_{j,l} Z_l \left(\frac{2\mathbf{R}_j}{D_j} \right) \quad (5.26)$$

Le diamètre D_j de la méta-pupille est lié à l'altitude de la couche turbulente et à la position des étoiles d'analyse. Si α_{max} est l'angle entre la galaxie et l'étoile la plus hors-axe utilisée pour effectuer l'analyse de front d'onde, alors D_j s'écrit :

$$D_j = D + 2h_j \alpha_{max} \quad (5.27)$$

Appelons φ_j le vecteur contenant les coordonnées de la phase $\varphi_j(\mathbf{R}_j)$ jusqu'au polynôme d'indice N_j :

$$\varphi_j = \begin{pmatrix} a_{j,2} \\ a_{j,3} \\ \vdots \\ a_{j,N_j} \end{pmatrix} \quad (5.28)$$

Ragazzoni et al. (1999) ont montré qu'une portion circulaire de rayon r du polynôme de Zernike $Z_l(\mathbf{R}_j)$ peut s'exprimer comme combinaison linéaire des polynômes de Zernike $Z_k(\mathbf{r})$, $k \leq l$. On peut donc écrire

$$\Phi_{\alpha_i, k_{max}, j} = \mathbf{M}_{\alpha_i}^j \varphi_j \quad (5.29)$$

où $\mathbf{M}_{\alpha_i}^j$ est une matrice de dimensions $(k_{max} - 1) \times (N_j - 1)$, dont le terme $(\mathbf{M}_{\alpha_i}^j)_{k,l}$ est donné par le produit scalaire entre le polynôme de Zernike $Z_k(\mathbf{r})$ et le polynôme de Zernike $Z_l(\mathbf{R}_j = \mathbf{r} + h_j \alpha_i)$:

$$(\mathbf{M}_{\alpha_i}^j)_{k,l} = \frac{1}{\pi} \int_{\|\mathbf{r}\| \leq 1} Z_k(\mathbf{r}) Z_l \left[\frac{d}{D_j} \mathbf{r} + \frac{2}{D_j} (h_j \alpha_i) \right] d\mathbf{r} \quad (5.30)$$

La figure montre la géométrie utilisée pour le calcul de cette matrice, dont Tokovinin et al. (2001) ont proposé un algorithme de calcul accéléré.

En combinant les équations (5.25) et (5.29), on peut écrire

$$\Phi_{\alpha_i, k_{max}} = \sum_{j=1}^{N_t} \mathbf{M}_{\alpha_i}^j \varphi_j \quad (5.31)$$

qui peut s'écrire matriciellement

$$\Phi_{\alpha_i, k_{max}} = \begin{pmatrix} \mathbf{M}_{\alpha_i}^1 & \mathbf{M}_{\alpha_i}^2 & \cdots & \mathbf{M}_{\alpha_i}^{N_t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_{N_t} \end{pmatrix} \quad (5.32)$$

En combinant toutes les mesures $\Phi_{\alpha_1, k_{max}}, \Phi_{\alpha_2, k_{max}}, \dots, \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}}$, on a alors

$$\begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1, k_{max}} \\ \Phi_{\alpha_2, k_{max}} \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{\alpha_1}^1 & M_{\alpha_1}^2 & \dots & M_{\alpha_1}^{N_t} \\ M_{\alpha_2}^1 & M_{\alpha_2}^2 & \dots & M_{\alpha_2}^{N_t} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ M_{\alpha_{N_{EA}}}^1 & M_{\alpha_{N_{EA}}}^2 & \dots & M_{\alpha_{N_{EA}}}^{N_t} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_{N_t} \end{pmatrix} \quad (5.33)$$

qu'on peut ré-écrire de manière plus compacte :

$$\Phi_{\alpha} = M_{\alpha}^{N_t} \varphi \quad (5.34)$$

où φ représente les coordonnées de la **phase dans le volume**, c'est à dire les coordonnées sur la base des polynômes de Zernike de chacune des phases $\varphi_j(\mathbf{R}_j)$ dans les méta-pupilles de diamètre D_j sur lesquelles la phase à l'altitude h_j est définie :

$$\varphi = \begin{pmatrix} \varphi_1 \\ \varphi_2 \\ \vdots \\ \varphi_{N_t} \end{pmatrix} \quad (5.35)$$

et on a donc

$$\varphi_j(\mathbf{R}_j) = \sum_{k=2}^{N_j} a_{k,j} Z_k \left(\frac{2\mathbf{R}_j}{D_j} \right) \quad (5.36)$$

Plusieurs remarques méritent d'être faites maintenant. La première est l'interprétation physique de $M_{\alpha}^{N_t}$. Je qualifierais cette matrice de *matrice d'interaction pour la tomographie*. En effet, chaque terme de cette matrice correspond à la réponse de l'analyseur visant l'EA dans la direction α_i au polynôme de Zernike d'indice k défini sur la métapupille à l'altitude h_j .

La deuxième remarque concerne l'indice maximal N_j des polynômes de Zernike sur lesquels on définit la phase turbulente dans la couche turbulente d'altitude h_j . Idéalement, il faudrait que ce nombre soit infini afin de modéliser parfaitement la phase pour toutes les fréquences spatiales. Mais les ASOs sont définis de telle sorte qu'ils analysent les polynômes de Zernike jusqu'à l'indice k_{max} (d'ordre radial n_{max}), k_{max} étant également l'indice du polynôme de Zernike maximal corrigé. Comme on l'a vu au chapitre 2.1, il y a une analogie entre l'ordre radial et la fréquence spatiale (voir l'équation 2.39), cette dernière étant inversement proportionnelle au diamètre de la pupille sur lesquels sont définis les polynômes. Afin d'avoir la même équivalence en terme de fréquence spatiale, il faut alors que l'ordre radial maximal reconstruit dans la métapupille corresponde au moins à la même fréquence spatiale. Si on appelle $n_{max,j}$ l'ordre radial maximal sur lequel on modélise la phase dans la couche à l'altitude h_j et de diamètre D_j , on peut alors montrer que $n_{max,j}$ et n_{max} sont liés par la relation

$$n_{max,j} = \frac{D_j}{D} (n_{max} + 1) - 1 \quad (5.37)$$

et on en déduit alors que $N_j = (n_{max,j} + 1)(n_{max,j} + 2)/2$. Le nombre de polynômes sur lequel on modélise le problème sera donc d'autant plus élevé que la distance des EA dans le champ sera grande et que les couches turbulentes seront situées en altitude.

Dès lors, on voit que la matrice $M_{\alpha}^{N_t}$ est de dimensions $N_{EA} \times (k_{max} - 1)$ lignes $\times \sum_{j=1}^{N_t} (N_j - 1)$ colonnes. Le vecteur de mesures Φ^m peut alors s'écrire

$$\Phi^m = \Phi_{\alpha} + N = M_{\alpha}^{N_t} \varphi + N \quad (5.38)$$

Intéressons nous maintenant au vecteur $\Phi_{G,k_{max}}$, qui contient donc les coordonnées de la phase sur axe dans la pupille. Le même formalisme que précédemment peut s'appliquer pour exprimer ce vecteur en fonction de la phase dans le volume. On peut alors écrire

$$\Phi_{G,k_{max}} = M_0^{N_t} \varphi \quad (5.39)$$

où $M_0^{N_t}$ correspond à la matrice qui somme les contributions de phase dans le volume pour l'objet sur axe ($\alpha = 0$), et qui s'écrit

$$M_0^{N_t} = (M_{\alpha=0}^1 \quad M_{\alpha=0}^2 \quad \cdots \quad M_{\alpha=0}^{N_t}) \quad (5.40)$$

Dès lors, il est possible de donner une expression analytique des matrices intervenant dans l'équation (5.22).

Considérons tout d'abord la matrice $\langle \Phi^m (\Phi^m)^T \rangle$. D'après l'équation (5.38), on a

$$\Phi^m = M_{\alpha}^{N_t} \varphi + N \quad (5.41)$$

soit

$$(\Phi^m)^T = (\varphi)^T (M_{\alpha}^{N_t})^T + N^T \quad (5.42)$$

Le produit $\Phi^m (\Phi^m)^T$ s'écrit donc

$$\Phi^m (\Phi^m)^T = M_{\alpha}^{N_t} \varphi \varphi^T (M_{\alpha}^{N_t})^T + M_{\alpha}^{N_t} \varphi N^T + N \varphi^T (M_{\alpha}^{N_t})^T + N N^T \quad (5.43)$$

Prenons maintenant la moyenne de cette expression. Le bruit N et la phase φ n'étant pas corrélés, les termes $\langle M_{\alpha}^{N_t} \varphi N^T \rangle$ et $\langle N \varphi^T (M_{\alpha}^{N_t})^T \rangle$ s'annulent. Il reste donc

$$\langle \Phi^m (\Phi^m)^T \rangle = M_{\alpha}^{N_t} \langle \varphi \varphi^T \rangle (M_{\alpha}^{N_t})^T + \langle N N^T \rangle \quad (5.44)$$

Soit C_{φ} la matrice $\langle \varphi \varphi^T \rangle$. Comme les couches turbulentes sont statistiquement indépendantes, on aura $\langle \varphi_i \varphi_j^T \rangle = 0$ pour $i \neq j$. C_{φ} s'écrit donc :

$$C_{\varphi} = \begin{pmatrix} C_{\varphi,1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & C_{\varphi,2} & \cdots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & C_{\varphi,N_t} \end{pmatrix} \quad (5.45)$$

où $C_{\varphi,j}$ est la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike 2 à N_j dans la couche turbulente numéro j , c'est à dire la matrice $C_{\varphi,j} = (D_j/r_{o,j})^{5/3} \langle a_k a_{k'} \rangle$, $\langle a_k a_{k'} \rangle$ étant définie à l'équation 2.41 (turbulence Kolmogorov) ou à l'équation 2.43 (turbulence Von-Karman). D_j est le diamètre de la métapupille, et $r_{o,j}$ le paramètre de Fried rendant compte de la force locale de la turbulence dans la couche par rapport à la turbulence globale. Ce dernier s'écrit $r_{o,j} = w_j^{-3/5} r_0$, r_0 étant le paramètre de Fried global, et w_j le poids relatif de la variance turbulente par rapport à la variance totale ($\sum_{j=1}^{N_t} w_j = 1$). On voit donc que C_{φ} est une matrice carrée dont le nombre de lignes et de colonnes est égal à $\sum_{j=1}^{N_t} (N_j - 1)$.

Intéressons nous maintenant à la matrice $\mathbf{C}_b = \langle \mathbf{N} \mathbf{N}^T \rangle$. Les mesures des différents analyseurs étant statistiquement indépendantes, on aura $\langle \mathbf{n}_i \mathbf{n}_j^T \rangle = 0$ pour $i \neq j$. Dès lors, \mathbf{C}_b s'écrit

$$\mathbf{C}_b = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{b,1} & 0 & \text{---} & \text{---} \\ 0 & \mathbf{C}_{b,2} & 0 & \text{---} \\ 0 & \text{---} & \ddots & 0 \\ 0 & \text{---} & \text{---} & \mathbf{C}_{n,N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.46)$$

où $\mathbf{C}_{b,i}$ est la matrice de covariance de bruit sur l'analyseur n° i .

La matrice de covariance des mesures $\langle \Phi^m (\Phi^m)^T \rangle$ peut donc s'écrire sous la forme

$$\langle \Phi^m (\Phi^m)^T \rangle = \mathbf{M}_\alpha^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T + \mathbf{C}_b \quad (5.47)$$

L'équation (5.22) montre qu'il faut inverser cette matrice dans la reconstruction. Comme le fait remarquer Gendron (1995), cette matrice sera d'autant plus facile à inverser que le bruit de mesure sera élevé, les valeurs propres de la matrice étant rehaussées par la variance du bruit.

Intéressons-nous maintenant à l'autre terme intervenant dans l'équation (5.22), à savoir $\langle \Phi_{G,k_{max}} (\Phi^m)^T \rangle$. La combinaison des équations (5.38) et (5.39) permet d'écrire

$$\Phi_{G,k_{max}} (\Phi^m)^T = \mathbf{M}_0^{N_t} \varphi \varphi^T (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T + \mathbf{M}_0^{N_t} \varphi \mathbf{N}^T \quad (5.48)$$

En prenant la moyenne de cette expression, il reste

$$\langle \Phi_{G,k_{max}} (\Phi^m)^T \rangle = \mathbf{M}_0^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \quad (5.49)$$

car le bruit et la phase ne sont pas corrélés.

Nous arrivons donc à l'expression finale de la matrice de reconstruction optimale :

$$\mathbf{W}_{opt} = \mathbf{M}_0^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \left[\mathbf{M}_\alpha^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T + \mathbf{C}_b \right]^{-1} \quad (5.50)$$

On reconnaît là le produit de deux termes

- La matrice $\mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \left[\mathbf{M}_\alpha^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T + \mathbf{C}_b \right]^{-1}$ qui donne l'estimation de la phase de la phase dans le volume φ à partir des mesures Φ^m . On retrouve là le résultat de Fusco (2000), qui a montré que l'utilisation de cette matrice permet de minimiser la variance résiduelle de la phase dans le volume, ce qui est équivalent à une approche *Maximum A Posteriori*, la phase et le bruit ayant une statistique gaussienne.
- La matrice $\mathbf{M}_0^{N_t}$ qui projette la phase dans le volume sur le miroir déformable dans la pupille, en sommant les perturbations de phase subies par la galaxie dans les différentes couches.

Comme on le voit, cette matrice fait apparaître les matrices \mathbf{C}_φ et \mathbf{C}_b , qui améliorent la reconstruction en y introduisant des *a-priori* sur le bruit et la phase turbulente. La matrice \mathbf{C}_b correspond au bruit de mesure propagé sur les polynômes de Zernike dans la reconstruction de ces polynômes à

partir des mesures des ASOs. Cette matrice peut être connue assez facilement dans la mesure où elle fait intervenir la magnitude de l'EA ainsi que les caractéristiques technologiques du système.

La matrice C_ϕ correspond elle aux connaissances sur le profil de turbulence et aux corrélations spatiales existant dans chacune des couches entre les portions de phase vues par les différents analyseurs. Ces corrélations spatiales dans les différentes couches sont équivalentes à des corrélations angulaires. L'équation (5.45) a montré que le terme $(D_j/r_{o,j})^{5/3}$ intervenait dans cette matrice, ce pour les différentes couches turbulentes. Cela fait donc appel à l'altitude de la couche (par l'intermédiaire du paramètre $D_j = D + 2 h_j \alpha_{max}$), ainsi qu'à la force locale de la turbulence dans la couche par l'intermédiaire du paramètre de Fried local $r_{o,j}$. Aussi le profil de turbulence apparaît clairement dans cette expression. Enfin, il faut se rappeler que cette matrice est diagonale par blocs, et que chaque sous-matrice est la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike vis-à-vis de la turbulence. Comme l'ont montré les équations (2.41) et (2.42) au chapitre 2, cette matrice a une expression mathématique différente selon que l'échelle externe \mathcal{L}_0 est finie ou non, c'est à dire qu'on considère que la turbulence est du type Von-Karman ou Kolmogorov.

Afin d'étudier les performances de cette matrice, et plus généralement d'un système d'OA avec la même configuration que celle utilisée sur FALCON (plusieurs ASOs hors-axe, correction sur axe de la phase dans la pupille), j'ai développé un code complet de simulation numérique d'Optique Adaptative. Ce code a été développé dans le langage Yorick qui a la même syntaxe que le langage C, et qui a en plus l'énorme avantage de faciliter la gestion en mémoire des tableaux multi-dimensionnels couramment utilisés dans les applications scientifiques. **Tous** les résultats de cette partie de la thèse ont été obtenus grâce à ce code, qui est décrit dans la prochaine section.

5.3 Simulation de l'OA de FALCON

5.3.1 Introduction : éléments du code

Le but de ce code était de pouvoir quantifier les performances d'un système d'OA tel que celui utilisé sur FALCON, à savoir un système évolué utilisant les techniques de tomographie. Comme l'a montré le chapitre 3, plusieurs critères peuvent être utilisés pour quantifier les performances d'un système d'OA tels que la variance résiduelle ou le rapport de Strehl. Mais ce même chapitre a montré que ces paramètres ne suffisaient pas pour connaître la forme de la FEP corrigée. Aussi ce code a-t-il été conçu pour d'abord calculer la FEP corrigée par OA pour différentes longueurs d'onde. C'est ensuite à partir de cette FEP que sont calculés les paramètres qui nous intéressent, comme le rapport de Strehl, la résolution angulaire, et surtout le couplage dans une ouverture de taille donnée, grandeur fondamentale pour nous.

Les éléments de ce code sont les suivants :

- une atmosphère turbulente mono ou multi-couches. L'altitude ainsi que la force de la turbulence (caractérisée par un r_0 local) sont paramétrables, aussi il est possible de générer un profil de turbulence équivalent à celui du Cerro Paranal par exemple.
- un nombre quelconque d'EAs, dont la position dans le champ ainsi que la magnitude sont paramétrables.
- le calcul de la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} tel qu'écrite à l'équation (5.50) à partir des caractéristiques des EA, du profil de turbulence et du nombre de modes que l'on cherche à corriger.
- plusieurs ASOs positionnés sur les EAs hors-axe. Chaque ASO donne les coordonnées de la phase hors-axe sur le nombre de polynômes de Zernike que l'on cherche à corriger. Le bruit de

mesure (relié à la magnitude de l'EA) est utilisé pour perturber la mesure de l'ASO en utilisant les propriétés de la propagation du bruit dans la reconstruction des polynômes de Zernike. On obtient alors N_{EA} vecteurs de mesure $\Phi_{\alpha_i}^m$ qui sont concaténés dans le vecteur Φ^m .

- Le calcul du vecteur $\hat{\Phi}_{G,k_{max}} = W \Phi^m$ contenant les coordonnées de la phase estimée sur axe sur les polynômes de Zernike 2 à k_{max} .
- Un MD à $(k_{max} - 1)$ actionneurs, dont les fonctions d'influence sont les polynômes de Zernike 2 à k_{max} , et les commandes sont stockées dans le vecteur $\hat{\Phi}_{G,k_{max}}$. Il est alors possible de créer la phase de correction $\hat{\Phi}_G(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{k_{max}} \hat{a}_{G,k} Z_k(\mathbf{r})$.
- Le calcul de la phase résiduelle sur axe $\Phi_{res}(\mathbf{r}) = \Phi_G(\mathbf{r}) - \hat{\Phi}_G(\mathbf{r})$
- Le calcul de la FEP moyenne corrigée par OA à différentes longueurs d'onde $K_{OA,\lambda}(\alpha)$ à partir de la phase résiduelle $\Phi_{res}(\mathbf{r})$.

J'ai considéré au départ du développement de ce code un système travaillant seulement dans la base des polynômes de Zernike pour la mesure et la correction de la phase. Ce code a toutefois évolué, et il est désormais possible d'y introduire un modèle d'ASO capable de simuler un analyseur de type Shack-Hartmann avec un nombre quelconque de sous-pupilles et un miroir déformable avec des fonctions d'influence quelconques, comme par exemple celles du miroir déformable OKO (voir la section 5.5).

Les différents éléments du code vont être décrits plus en détail dans les paragraphes suivants.

5.3.2 Simulation de l'atmosphère turbulente

Comme on l'a vu, ce sont les perturbations de phase qui sont responsables de la dégradation des images. Il est donc important de pouvoir simuler numériquement de telles perturbation pour pouvoir ensuite apprécier la qualité de la correction effectuée par l'Optique Adaptative.

Les paramètres importants pour modéliser de telles perturbations sont :

- la taille physique de la pupille D .
- le nombre de pixels d_{pix} sur lequel on modélise la pupille. Nous verrons plus loin que ce nombre est lié au champ de la FEP simulée.
- le paramètre de Fried local $r_{o,j}$ qui détermine la force de la turbulence dans la j^e couche turbulente du profil modélisé.
- l'échelle externe \mathcal{L}_0
- la taille physique du support sur lequel on souhaite modéliser les perturbations. Celui-ci est lié à l'altitude de la couche h_j ainsi qu'au champ α_{max} qu'on souhaite modéliser, l'écran de phase ayant alors une taille physique de $D_j = D + 2h_j \alpha_{max}$ mètres.

Plusieurs méthodes existent pour simuler l'atmosphère turbulente, qui sont détaillées dans l'annexe A. J'ai en particulier développé une méthode de calcul accéléré qui s'est révélée utile pour la simulation de certains cas, en particulier ceux nécessitant une atmosphère Kolmogorov pleinement développée, c'est à dire avec une échelle externe \mathcal{L}_0 réellement infinie. Nous savons toutefois que l'échelle externe a plutôt une taille physique de quelques dizaines de mètres, aussi j'ai en général utilisé l'approche Fourier dans la plupart de mes études. Une telle approche a l'avantage de fournir une représentation fine des perturbations de phase jusque dans les hautes fréquences spatiales, ce qui a pour conséquence d'obtenir une FEP également mieux modélisée dans les hautes fréquences spatiales angulaires. J'ai pris un soin très particulier à bien modéliser les effets de \mathcal{L}_0 , dont l'influence sur la largeur à mi-hauteur et le couplage des images non corrigées m'est apparue importante, et en général traité avec légèreté

jusqu'à présent dans la littérature. L'autre avantage d'une telle méthode est la capacité à calculer des écrans de phase de très grande dimension. Ceci peut se faire au prix d'une grande consommation de temps processeur, de mémoire et d'espace disque. Mais de tels écrans peuvent alors être faits défiler devant la pupille et ainsi permettre d'étudier les effets temporels de la correction par OA.

5.3.3 Position des étoiles d'analyse dans le champ

L'équation (5.1) nous donne l'expression de la phase intégrée pour l'EA n°i dans la pupille :

$$\Phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\alpha}_i) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(\mathbf{r} + h_j \boldsymbol{\alpha}_i) \quad (5.51)$$

L'EA n°i se repère donc grâce au vecteur $\boldsymbol{\alpha}_i$, qui s'exprime dans notre cas par ses coordonnées polaires (α_i, θ_i) , où α_i est la distance angulaire entre l'EA et le centre du champ (en arcsec), et θ_i l'angle en degrés entre le vecteur $\boldsymbol{\alpha}_i$ et l'axe des abscisses ($\alpha = 0$ pour la galaxie). L'empreinte de la pupille du télescope dans la couche turbulente d'altitude h_j est donc centrée sur une position $h_j \boldsymbol{\alpha}_i$, et on extrait autour une zone de $d_{pix} \times d_{pix}$ pixels pour obtenir la phase locale $\varphi_j(\mathbf{r} + h_j \boldsymbol{\alpha}_i)$. On somme donc les phases dans les différentes couches pour avoir la phase intégrée $\Phi(\mathbf{r}, \boldsymbol{\alpha}_i)$.

Tel qu'il est conçu, ce code permet d'utiliser un nombre quelconque d'EA dans le champ.

5.3.4 Calcul de la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt}

L'expression de la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} a été donnée dans le paragraphe 5.2.2. Cette matrice fait intervenir plusieurs matrices, qui sont la matrice d'interaction au sens de la tomographie $\mathbf{M}_{\alpha}^{N_t}$, la matrice de covariance de la phase dans le volume \mathbf{C}_{φ} et la matrice de covariance du bruit \mathbf{C}_b .

Le calcul de la matrice d'interaction $\mathbf{M}_{\alpha}^{N_t}$ et de la matrice $\mathbf{M}_0^{N_t}$ se fait en décomposant pour chaque j^{eme} couche et chaque direction visée tous les méta-Zernike d'indice 2 à N_j sur les tous les polynômes de Zernike 2 à k_{max} définis sur la pupille du télescope, N_j étant comme on l'a vu précédemment le nombre de polynômes sur lequel on modélise la phase dans cette couche. Un tel exemple de matrice est montrée sur la figure 5.5.

L'équation (5.45) a montré que la matrice \mathbf{C}_{φ} est une matrice diagonale par blocs, dont chaque sous-matrice $\mathbf{C}_{\varphi, j}$ est le produit de la matrice de covariance des coefficients 2 à N_j (donnée par les équations 2.41 ou 2.42) par le coefficient $(D_j/r_{o,j})^{5/3}$.

Il faut enfin s'intéresser au calcul de la matrice \mathbf{C}_b , qui est aussi une matrice diagonale par blocs. Chaque sous-matrice \mathbf{C}_{b, α_i} est la matrice de propagation du bruit définie aux équations (3.26) ou (3.27) (selon le type d'analyseur). Cette matrice est carrée, de dimensions $(k_{max} - 1)$ lignes \times $(k_{max} - 1)$ colonnes (car on omet le piston dans nos calculs). Nous ferons l'hypothèse qu'elle est diagonale (le bruit n'est pas corrélé d'un polynôme à un autre), et que le $(j - 1)^e$ terme de sa diagonale sera donné par le coefficient $\sigma_{b,i}^2 \times p_{n,m}$, où n et m sont respectivement l'ordre radial et azimutal du polynôme de Zernike d'indice j , $p_{n,m}$ est le terme de propagation du bruit défini aux équations (3.26) ou (3.27) (selon l'analyseur considéré), et $\sigma_{b,i}^2$ est la variance du bruit de mesure. Comme expliqué au paragraphe 3.1.1, on peut lier la variance de bruit $\sigma_{b,i}^2$ à la variance turbulente de l'angle d'arrivée $\sigma_{aa, \varphi}^2$ (définie à l'équation 3.9). La géométrie de l'analyseur intervient dans cette dernière variance, puisque le diamètre de la sous-pupille $D_{ssupup} = D/N$ apparaît dans l'équation (3.9), N étant le nombre

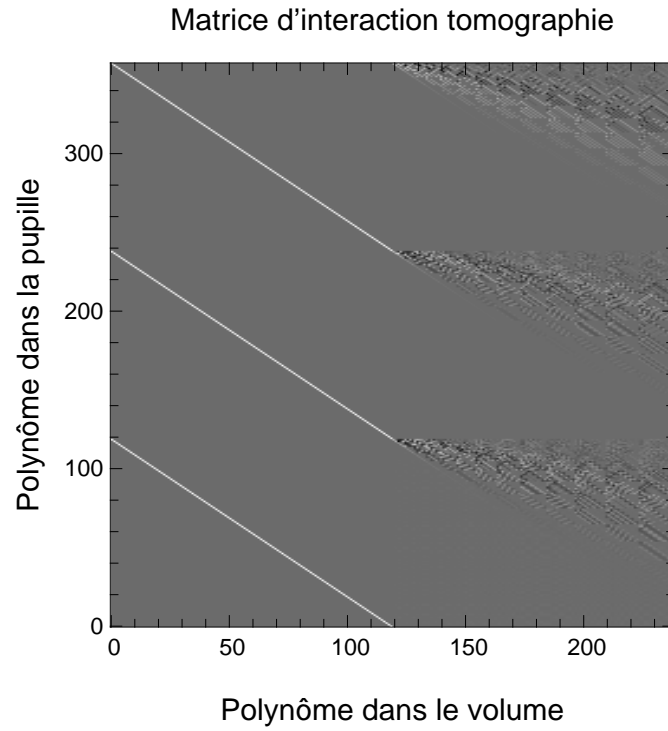


FIG. 5.5 – Exemple de matrice d'interaction (au sens de la tomographie). 3 ASOs mesurent les polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre $k_{max} = 120$ dans la pupille sur 3 EAs situées à 60 arcsec du centre du champ et réparties tous les 120 degrés. L'objectif est de reconstruire les polynômes de Zernike 2 à 120 dans deux couches situées à 0 et 10 km d'altitude. La moitié gauche de la matrice correspond à la projection de la phase dans la pupille pour chaque direction α_i (chaque matrice d'interaction locale $M_{\alpha_i}^{j=1}$ vaut alors l'identité), la moitié droite à la projection de la phase pour la couche située à 10 km d'altitude.

linéique de sous-pupilles.

Il faut noter que les sous-matrices $\mathbf{C}_{\mathbf{b},\alpha_i}$ étant elles-mêmes diagonales, $\mathbf{C}_{\mathbf{b}}$ sera aussi une matrice diagonale.

Une fois que les matrices $\mathbf{M}_{\alpha}^{N_t}$, $\mathbf{M}_0^{N_t}$, \mathbf{C}_{φ} et $\mathbf{C}_{\mathbf{b}}$ sont connues, \mathbf{W}_{opt} peut alors être calculée facilement à l'aide de l'équation (5.50).

5.3.5 Simulation de l'analyse et de la correction

Chaque ASO de ce code est censé savoir reconstruire la phase sur les polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre k_{max} . Aussi, le calcul de chaque vecteur $\Phi_{\alpha_1, k_{max}}$ se fait dans un premier temps en calculant le produit scalaire entre la phase $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ et les polynômes de Zernike 2 à k_{max} , puis en multipliant ce vecteur par la matrice de covariance géométrique Δ^{-1} définie au paragraphe 2.1.3 (car les polynômes de Zernike dans un support discret ne forment pas une base orthonormée). La concaténation des vecteurs $\Phi_{\alpha_1, k_{max}}, \dots, \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}}$ nous donne alors le vecteur Φ_{α} .

Intéressons-nous maintenant à la simulation du bruit de mesure. Nous avons vu au paragraphe précédent que la matrice $\mathbf{C}_{\mathbf{b}}$ est une matrice diagonale de taille $N_{EA}(k_{max} - 1) \times N_{EA}(k_{max} - 1)$ dont chaque terme est la variance du polynôme de Zernike considéré $\sigma_{k,i}^2$, k étant l'indice du polynôme de Zernike et i l'analyseur considéré. Le bruit \mathbf{N} étant centré et à moyenne nulle, il se modélise donc par un vecteur dont chaque élément est une variable aléatoire gaussienne de variance $\sigma_{k,i}^2$.

La somme de ces deux vecteurs $\Phi_{\alpha} + \mathbf{N}$ nous donne donc le vecteur de mesures Φ^m , qui nous donne après multiplication par la matrice \mathbf{W}_{opt} le vecteur $\hat{\Phi}_{G, k_{max}}$. Ce vecteur contient les commandes du miroir déformable pour corriger le front d'onde issu de la galaxie, la phase de correction sur axe $\hat{\Phi}(\mathbf{r})$ s'écrit donc $\hat{\Phi}(\mathbf{r}) = \sum_{k=2}^{k_{max}} \hat{a}_{G,k} Z_k(\mathbf{r})$. Il est toutefois possible d'utiliser une autre base de modes pour effectuer la correction, les polynômes de Zernike $Z_k(\mathbf{r})$ étant alors remplacés par les modes $M_k(\mathbf{r})$ dans l'équation précédente.

5.3.6 Phase résiduelle et simulation de la FEP

L'étape précédente a permis de calculer la phase de correction sur axe $\hat{\Phi}(\mathbf{r})$. Il est dès lors possible de calculer la phase résiduelle sur axe $\Phi_{res}(\mathbf{r})$. Cette phase est calculée pour une certaine longueur d'onde (qui correspond en général à celle pour laquelle on donne le paramètre de Fried r_0).

Connaissant la phase résiduelle $\Phi_{res}(\mathbf{r})$ à une certaine longueur d'onde λ_0 , on peut donc modéliser la FEP corrigée $K_{OA,\lambda}(\alpha)$ en calculant le module carré de la transformée de Fourier bi-dimensionnelle de l'amplitude complexe dans la pupille $P(\mathbf{r}) \exp\{i \Phi_{res}(\mathbf{r}) \times \lambda_0/\lambda\}$. La FEP ainsi simulée est ensuite normalisée en énergie, c'est à dire $\sum_{k=1}^{N_{pix}Tot} K_{OA,\lambda}(k) = 1$.

Deux remarques sont à faire concernant la simulation numérique des FEPs. La première concerne le champ couvert par la FEP simulée. On montre que si la pupille est simulée sur un support de $N_{pix} \times N_{pix}$ pixels, le champ couvert par la FEP est de $(N_{pix}\lambda/D) \times (N_{pix}\lambda/D)$ arcsec². Il faudra donc bien prendre soin de simuler la pupille sur un nombre suffisant de pixels lorsque l'on voudra simuler numériquement des FEP, en particulier pour les FEP non corrigées. Dans le cas contraire, ceci va entraîner un problème de repliement, particulièrement bien visible sur les bords de la FEP. L'utilisation de la technique de *Transformée de Fourier rapide* (FFT) accentuera d'autant plus le problème de repliement du fait qu'elle suppose une périodicité des données.

La deuxième remarque concerne l'échelle angulaire dans le plan focal. Afin de là aussi éviter les problèmes de sous-échantillonnage, le calcul de transformée de Fourier précédemment évoqué doit se faire sur un support de taille N'_{pix} au moins égale au double de la pupille. De façon générale, si on appelle f le rapport entre la taille du support sur lequel on effectue la transformée de Fourier et la taille du support sur lequel est défini la pupille ($N'_{pix}/N_{pix} = f$), l'échelle angulaire dans le plan focal est alors de λ/fD arcsec.

Cette dernière remarque est utile lorsque l'on souhaite simuler des FEP à différentes longueurs d'onde $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ mais avec une échelle angulaire constante pour toutes les longueurs d'onde. On voit que c'est la longueur d'onde minimale qui va imposer l'échelle angulaire, à savoir λ_1/fD arcsec/pix (il y aurait sinon des problèmes de repliement). Pour avoir la même échelle angulaire pour les autres FEP simulées aux longueurs d'onde λ_i , il faudra alors plonger chaque amplitude complexe dans un support de taille égale à $N_{pix}f\lambda_i/\lambda_1$ pixels, puis ensuite calculer le carré du module de la transformée de Fourier.

5.3.7 Validation du logiciel

Ce code a subi plusieurs étapes avant d'être utilisé pour déterminer les performances de FALCON. J'ai tout d'abord vérifié les routines de simulations de la phase turbulente. Ces vérifications sont montrées dans l'annexe A, où on peut voir en particulier le très bon accord entre les variances des coefficients des polynômes de Zernike après simulation et les valeurs théoriques. La figure 2.7 du chapitre 2 a également montré le bon accord des largeurs à mi-hauteur des FEP sans correction avec les valeurs prédites par la théorie. J'ai également fait d'autres vérifications concernant la phase corrigée, notamment en comparant la variance résiduelle avec la valeur donnée à l'équation (2.49), puis en comparant des résultats concernant la FEP corrigée, et plus précisément les fonctions de transfert optique (FTO) calculées pour différents degrés de correction avec celles données dans l'article de Wang et Markey (1978). Les résultats étaient là-aussi en accord.

La validation finale du code simulant l'OA de FALCON a consisté à vérifier sur un cas de simulation mes résultats avec ceux de Thierry Fusco qui a développé au sein du département d'optique (DOTA) de l'ONERA un code de simulation semblable, principalement orienté pour l'OAMC.

Les conditions de simulation étaient les suivantes :

- Telescope de 8 mètres de diamètre, pupille pleine simulée sur 128 pixels.
- Seeing de 0.65 arcsec à $\lambda = 0.55 \mu m \Rightarrow r_0 = 17.41$ cm, $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres.
- Profil de turbulence composé de 3 couches à 0, 1 et 10 km d'altitude contenant respectivement 20%, 60% et 20% de la turbulence ($\theta_0 = 2.84$ arcsec).
- Turbulence simulée selon l'approche Fourier.
- ASO Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles, $SNR = 50 \Rightarrow \sigma_b^2 = 0.59$ rad².
- 3 EA situées respectivement à 1, 1 et 2 minutes d'arc (voir figure 5.6)
- Analyse et correction des polynômes de Zernike 2 à 36 ($n_{max} = 7$).
- Longueur d'onde d'imagerie $\lambda_{im} = 1.65 \mu m$.
- FEP corrigée longue pose obtenue après moyenne de 100 FEP courte pose.

Nous avons alors comparé les rapports de Strehl ainsi que les couplages dans une ouverture carrée de 0.25×0.25 arcsec² obtenues sur les FEP en sortie de nos codes. Les résultats sont montrés sur la table 5.1, où l'on peut voir que les valeurs de rapport de Strehl et de couplage sont complètement en

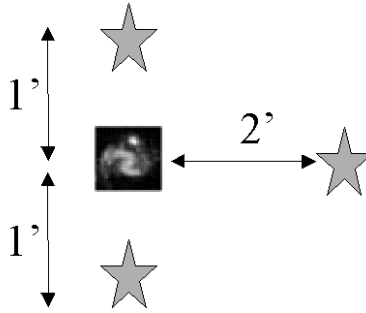


FIG. 5.6 – Configuration utilisée pour la validation du code de simulation

Auteur du logiciel	Couplage (%)	Strehl (%)
T. Fusco	44	15
F. Assémat	46	15

TAB. 5.1 – Comparaison des résultats en sortie des codes de simulation

accord. Nous en avons déduit que le code que j'avais développé était valide.

Une telle validation au-préalable était nécessaire avant d'effectuer les études qui nous intéressaient. Je vais donc présenter dans les prochains paragraphes les résultats que j'ai obtenus sur les performances du système d'OA équipant FALCON, en particulier sur les performances de la matrice de reconstruction calculée précédemment.

5.4 Etude de la reconstruction

5.4.1 Introduction

Le paragraphe 5.2.2 a donné l'expression de la matrice de reconstruction optimale dans le cas où on a un système d'OA capable de mesurer et de corriger des polynômes de Zernike. Je vais m'intéresser dans cette section aux performances effectives de cette matrice.

Le code de simulation de l'OA de FALCON décrit dans la section 5.3 a donc été intensivement utilisé pour mener cette étude. La figure 5.7 montre un exemple de résultat obtenu avec le code. En l'occurrence ce sont la phase de l'objet central et la phase reconstruite à partir des mesures hors-axe qui sont comparées sur cette figure. Les conditions de cette simulation étaient les conditions médianes de turbulence du Cerro Paranal (seeing de 0.81 arcsec à $\lambda = 0.5 \mu m$, $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres, 3 couches turbulentes à 0,1 et 10 km d'altitude $\Rightarrow \theta_0 = 2.42$ arcsec). Le télescope considéré avait une pupille pleine de 8 mètres de diamètre. Les EAs formaient un triangle équilatéral autour de la galaxie et étaient situées soit à 60 arcsec (figures du haut), soit à 120 arcsec du centre du champ (figures du bas). J'ai choisi de telles configurations car de telles conditions d'éloignement se retrouvent aux hautes latitudes galactiques ($|b| \geq 30^\circ$), pour lesquelles les étoiles sont situées largement en dehors du domaine isoplanétique θ_0 . L'indice maximal du polynôme de Zernike analysé et reconstruit dans la pupille était $k_{max} = 120$ ($n_{max} = 14$). La figure 5.7 montre donc de manière qualitative que la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} permet d'obtenir une reconstruction pertinente de la phase de l'objet central à partir des mesures hors-axe, même lorsque les EA sont situées à 2 minutes d'arc de la galaxie, c'est à dire lorsqu'elles couvrent un champ total de 4 minutes d'arc.

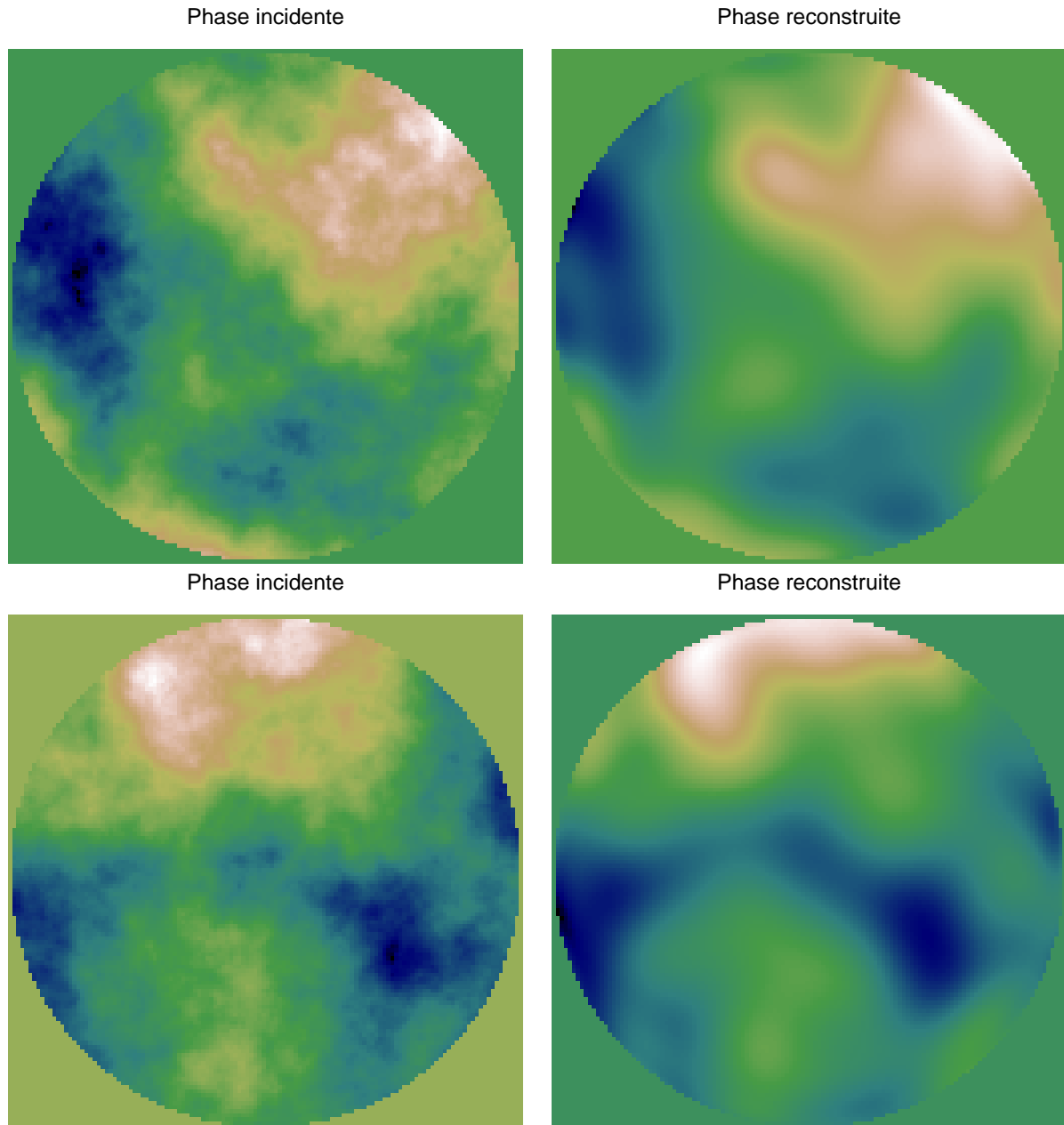


FIG. 5.7 – Exemple de résultat obtenu avec le logiciel de simulation comparant la phase incidente sur axe (à gauche) et la phase reconstruite à partir des mesures hors-axe et de la matrice optimale \mathbf{W}_{opt} (à droite). Les EAs sont situées respectivement à 60 arcsec (figures du haut) et 120 arcsec (figures du bas) du centre du champ.

Je vais maintenant présenter la sensibilité de cette matrice à la variabilité de différents paramètres, à savoir l'échelle externe \mathcal{L}_0 , le profil de turbulence et le bruit de mesure sur l'analyseur.

5.4.2 Sensibilité à l'échelle externe

Je m'intéresse dans cette partie à l'influence de l'échelle externe \mathcal{L}_0 sur la qualité de la reconstruction de la phase sur axe à partir des mesures hors-axe.

L'équation (5.50) a montré la nécessité d'avoir une connaissance sur le profil de turbulence en introduisant dans la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} la matrice de covariance de la phase dans le volume \mathbf{C}_φ . Chaque sous-matrice $\mathbf{C}_{\varphi,j}$ de cette matrice (qui est diagonale par blocs), contient la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike pour la couche d'altitude h_j , j étant l'indice de la couche turbulente.

Les équations (2.41) et (2.42) ont montré que l'expression de la matrice $\mathbf{C}_{\varphi,j}$ n'était pas la même selon que l'échelle externe \mathcal{L}_0 était infinie ou non. Aussi je me suis intéressé à comparer les performances apportées par la correction de la phase sur axe par OA dans le cas où on utilisait une matrice de covariance qui tenait compte de l'échelle externe \mathcal{L}_0 ou une autre considérant une échelle externe infinie.

J'ai toujours considéré dans cette étude les conditions atmosphériques (seeing et profil) médianes de turbulence du Cerro Paranal. Le seul paramètre qui variait était l'échelle externe \mathcal{L}_0 à laquelle j'ai imposé des valeurs de 24, 48 et 96 mètres.

Du point de vue de l'OA, j'ai considéré un système tomographique utilisant 3 EA réparties sur un triangle équilatéral autour de la galaxie, et situées à une distance r_{max} de 60 ou 120 arcsec du centre du champ. L'analyseur considéré était un Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles, avec un RSB sur la mesure de 10, c'est à dire une variance de bruit $\sigma_b^2 \approx 25 \text{ rad}^2$. Deux cas de correction ont été considérés : correction des polynômes de Zernike jusqu'à l'indice $j_{max} = 36$ ou $j_{max} = 120$. Pour chaque cas de correction, la FEP longue pose corrigée par OA en bande K ($\lambda = 2.2 \mu m$) a été calculée en faisant la moyenne de 100 FEP courte pose. Je l'ai ensuite utilisée pour estimer le rapport de Strehl (SR), et j'ai alors comparé le SR donné par la matrice de reconstruction dans le cas où elle tenait compte de l'échelle externe et dans le cas où elle considérait une échelle externe infinie.

La figure 5.8 montre les résultats de cette comparaison. On constate que quelque-soit la distance entre les EAs et le centre du champ et quelque-soit l'indice maximal du polynôme de Zernike corrigé, les rapports de Strehl obtenus après utilisation d'une matrice de covariance \mathbf{C}_φ tenant compte de l'échelle externe dans la matrice \mathbf{W}_{opt} sont légèrement meilleurs que ceux obtenus après utilisation d'une matrice \mathbf{C}_φ supposant elle une échelle externe infinie. Cette différence est toutefois quasi négligeable, puisqu'elle atteint au plus une valeur de 0.5%, différence pouvant être due au bruit numérique propre à la simulation.

On constate également sur cette figure que la variation du rapport de Strehl en fonction de l'échelle externe \mathcal{L}_0 est aussi très faible, puisque la différence maximale atteint seulement 3%. Une telle différence n'aura que peu d'influence au final dans les performances du système d'OA.

Ces résultats montrent donc qu'un tel système d'OA utilisant la tomographie n'est quasiment pas sensible à une variation de l'échelle externe \mathcal{L}_0 dans le processus de reconstruction, même lorsque les EAs sont situées à 2 minutes d'arc de l'objet central. Ceci est intéressant dans la mesure où une connaissance instantanée de l'échelle externe n'est pas toujours possible, ce paramètre étant difficile à estimer directement à partir des résultats en sortie d'un système d'OA. D'un point de vue numérique,

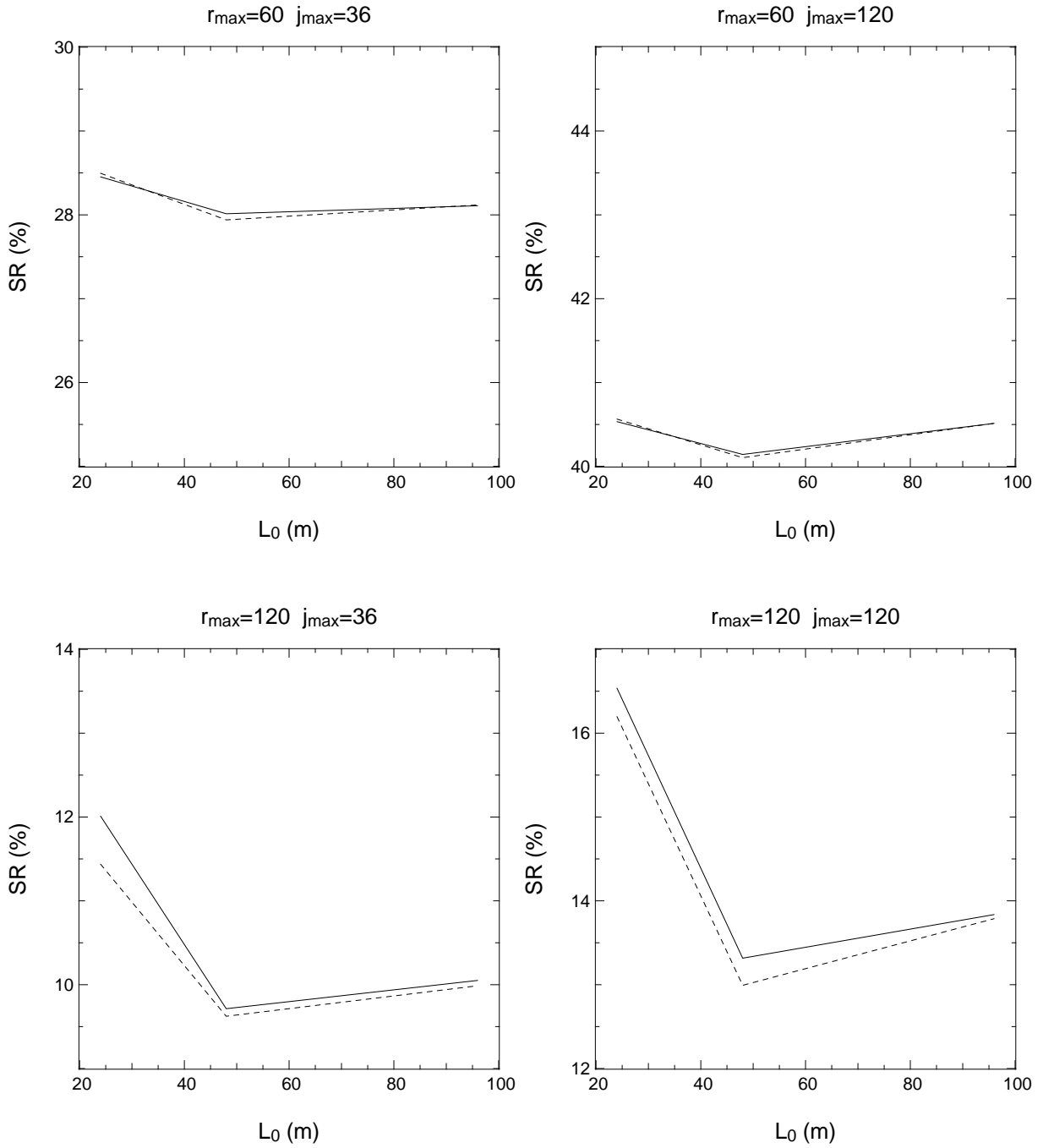


FIG. 5.8 – Comparaison entre les rapport de Strehl obtenus pour différents degrés de correction ($j_{\max} = 36$ ou $j_{\max} = 120$) et différentes distances entre les EA et la galaxie ($r_{\max} = 60$ arcsec ou $r_{\max} = 120$ arcsec) en fonction de l'échelle externe L_0 . En trait plein : utilisation d'une matrice de covariance tenant compte de l'échelle externe dans la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} . En pointillés : utilisation d'une matrice de covariance supposant une échelle externe infinie.

les équations (2.41) et (2.42) ont montré que le calcul de la matrice de covariance \mathbf{C}_φ était plus difficile à calculer lorsque l'échelle externe était finie, puisque cela nécessite alors de passer par le calcul de fonctions hypergéométriques.

Je vais maintenant m'intéresser à un autre paramètre intervenant dans la reconstruction de la phase sur axe à partir des mesures hors-axe, à savoir le profil de turbulence.

5.4.3 Sensibilité au profil de turbulence

Le paragraphe précédent a montré que la connaissance de l'échelle externe n'est *a priori* pas utile pour reconstruire la phase sur axe à partir des mesures hors-axe. Toutefois, nous avons vu que la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} nécessite une connaissance du profil de turbulence, c'est à dire de connaître la hauteur des couches turbulentes (qui interviennent dans la matrice d'interaction $\mathbf{M}_\alpha^{N_t}$ et la matrice de covariance de la phase dans le volume \mathbf{C}_φ) ainsi que la force de la turbulence dans chaque couche, c'est à dire le paramètre de Fried local $r_{0,j}$ (qui intervient dans chaque sous-matrice $\mathbf{C}_{\varphi,j}$ de la matrice \mathbf{C}_φ). Je me suis donc intéressé à étudier la sensibilité d'un système d'OA tomographique à des variations du profil de turbulence.

Les conditions initiales de simulation et du calcul de la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} étaient les suivantes :

- Telescope de 8 mètres de diamètre, pupille pleine.
- Seeing de 0.81 arcsec à $\lambda = 0.5 \mu m \Rightarrow r_0 = 12.4$ cm, $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres.
- 3 couches turbulentes situées à 0, 5 et 10 km d'altitude et contenant respectivement 20%, 65% et 15% de la turbulence $\Rightarrow \theta_0 = 1.49$ arcsec à $\lambda = 0.5 \mu m$.
- Turbulence simulée selon l'approche Fourier.
- 3 EAs formant un triangle équilatéral autour de la galaxie et situées chacune à 1 arcmin du centre du champ.
- ASOs du type Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles, RSB=10 ($\sigma_b^2 \approx 25$ rad²).
- Analyse et correction des polynômes 2 à $k_{max} = 120$.
- Analyse dans le visible, imagerie en bande H ($\lambda = 1.65 \mu m$).
- FEP moyenne corrigée par OA obtenue après moyenne de 100 FEPs courte-pose.

Dans un premier temps, j'ai étudié les conséquences d'une variation de l'altitude de l'une des couches turbulentes sur la qualité de la correction de la phase sur axe. J'ai ensuite étudié les conséquences d'un changement de la répartition de la turbulence dans les couches situées en altitude sur la qualité de la correction, évaluée ici par la valeur du rapport de Strehl (SR).

Variation de l'altitude de la deuxième couche

Pour cette étude, j'ai fait varier l'altitude de la deuxième couche turbulente entre une altitude de 1 et 9 kilomètres, et j'ai alors regardé l'évolution du rapport de Strehl. La matrice de reconstruction était celle calculée pour le profil supposant la deuxième couche turbulente à une altitude de 5 kilomètres.

La figure 5.9 montre ainsi l'évolution du SR en fonction de l'altitude h_2 de la deuxième couche. On y voit qu'une incertitude de ± 1 kilomètre sur h_2 implique une diminution du rapport de Strehl d'au maximum 2%, ce qui reste acceptable. Le SR diminue d'autant plus vite que h_2 augmente, ce qui est normal étant donné que les effets d'anisoplanétisme sont alors plus importants. Lorsque le cas contraire se produit (h_2 diminue), on constate une chute mais moindre du rapport de Strehl, qui là encore s'explique par le fait qu'une diminution de l'altitude h_2 va entraîner une augmentation de θ_0 . Les

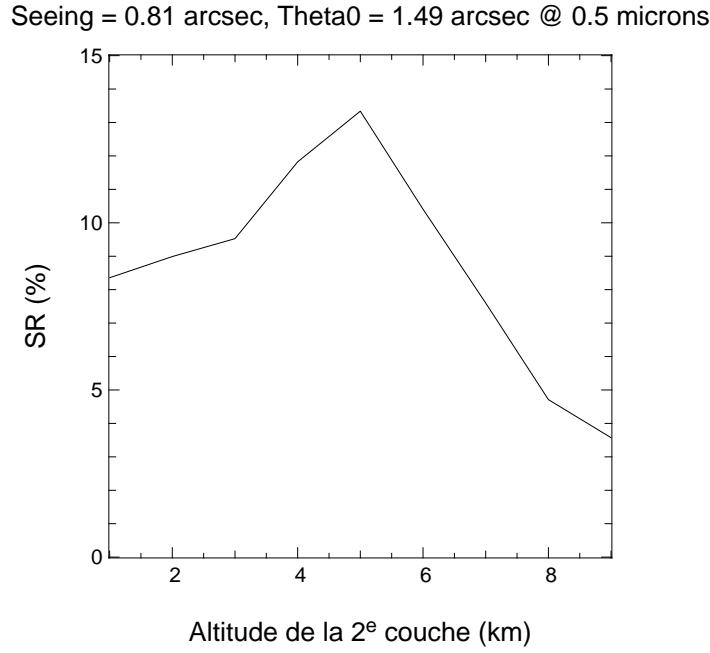


FIG. 5.9 – Evolution du rapport de Strehl en fonction de l'altitude de la deuxième couche. La matrice de reconstruction suppose une altitude $h_2 = 5$ kilomètres. Analyse et correction des polynômes de Zernike 2 à 120.

effets physiques d'anisoplanétisme sont moindres, c'est alors l'erreur sur le modèle de profil qui domine.

Au vu de ces résultats, il paraît raisonnable de dire qu'une incertitude sur la hauteur des couches turbulentes de ± 1 km permet encore d'obtenir une qualité de correction correcte.

Influence de la répartition en altitude de la turbulence

Je vais m'intéresser dans cette partie à l'influence de la répartition de la turbulence en altitude sur la qualité de reconstruction de la phase.

Le calcul de la matrice de reconstruction supposait toujours le profil défini au début du paragraphe (3 couches à 0, 1 et 10 km d'altitude contenant respectivement 20%, 65% et 15% de la variance turbulente). Je considérais également 20% de la turbulence dans la couche au sol ($h_1 = 0$) dans la simulation. J'ai par contre fait varier la force de la turbulence dans les 2 couches situées en altitude, de façon à conserver 80% de la variance turbulente dans ces hautes couches. La force de la turbulence p_2 dans la deuxième couche ($h_2 = 5$ km) a ainsi varié entre 15% et 65%, la turbulence dans la troisième couche ($h_3 = 10$ km) étant alors égale à $p_3 = 0.8 - p_2$, sachant que l'on a $\sum_{j=1}^{N_t} p_j = 1$.

La figure 5.10 montre ainsi comment le rapport de Strehl évolue lorsqu'on commet une erreur sur la force de la turbulence dans les couches en altitude (qui sont les vraies responsables de l'anisoplanétisme). On y voit qu'une méconnaissance de la répartition en altitude de la turbulence implique aussi une dégradation de la correction par OA. Ainsi, dans le cas correspondant au profil théorique introduit dans la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} (3 couches turbulentes à 0,1 et 10 km d'altitude, contenant respectivement 20%, 65% et 15% de la turbulence), le rapport de Strehl vaut $SR = 12.8\%$. Ce nombre se dégrade rapidement dès lors que la répartition en altitude de la turbulence varie, atteignant 2.5% dans le cas où la deuxième couche ne contient plus que 5% de la turbulence totale. On remarque également qu'une variation de 10% ($p_2=55\%$) de la proportion de turbulence dans cette

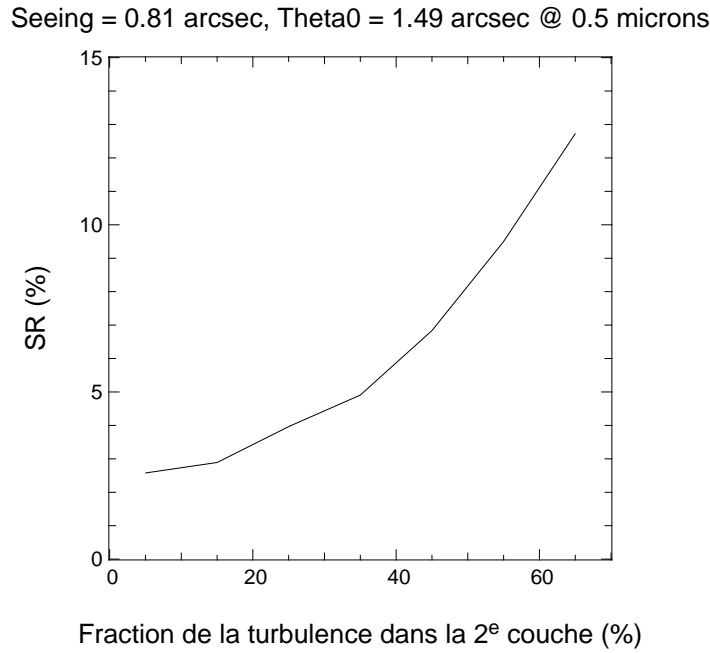


FIG. 5.10 – Evolution du rapport de Strehl en fonction de la fraction de la turbulence totale dans la deuxième couche d'altitude $h_2 = 5$ kilomètres. La matrice de reconstruction suppose 65% de la turbulence dans cette couche et 15% dans la troisième couche d'altitude $h_3 = 10$ kilomètres. Analyse et correction des polynômes de Zernike 2 à 120.

couche implique une diminution du rapport de Strehl de 3%, ce qui reste encore acceptable.

Ces résultats montrent donc qu'une incertitude sur la répartition de la turbulence dans le volume de $\pm 10\%$ sur chaque couche permettent encore de conserver une qualité de correction correcte.

Conclusion

L'objet de ces paragraphes était d'étudier la sensibilité de la reconstruction à la variabilité du profil de turbulence. J'ai donc regardé comment évoluait la qualité de la correction lorsque l'altitude h_2 de la deuxième couche turbulente composant le profil changeait, et aussi lorsque la répartition de la turbulence dans les couches en altitude $p_2 + p_3$ se modifiait, sachant que la même matrice de reconstruction était conservée, et avait été calculée en supposant le profil décrit au début de cette étude.

Les résultats obtenus montrent qu'une modification de l'altitude h_2 de ± 1 km implique une diminution du rapport de Strehl de la FEP corrigée de seulement 2%, ce qui est largement acceptable comme dégradation. Il faut noter que plus h_2 sera élevée et plus les performances seront dégradées, ce qui s'explique facilement par une augmentation des effets d'anisoplanétisme.

Si on s'intéresse maintenant à l'influence d'une modification de la répartition relative de la turbulence dans les couches en altitude, on remarque qu'une variation de $\pm 10\%$ de la force de la turbulence p_2 et p_3 dans chacune des couches impliquera là aussi une diminution du rapport de Strehl de 2%, ce qui là aussi est acceptable. Il faut par contre noter qu'une variation plus importante entraînera rapidement une dégradation de la correction. Ces deux résultats montrent donc que la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} est sensible au profil de turbulence. Le calcul de cette matrice nécessite une connaissance relativement précise du profil de turbulence. Lorsque ce dernier variera, cela aura des conséquences non négligeables sur la qualité de la reconstruction de la phase sur axe. Dans le cas d'un système réel, il faudrait donc penser à un système adaptant la matrice de reconstruction au profil,

ce qui nécessite donc d'avoir accès assez régulièrement à la distribution de la turbulence dans le volume.

Comme on l'a vu au chapitre 2, il existe des méthodes optiques permettant justement d'estimer le profil. Dans le cas de FALCON, on aura en fait tous les éléments permettant cette estimation. En effet, sachant qu'il y a une cinquantaine d'analyseurs dans le plan focal du VLT, Tokovinin et Viard (2001) ont alors évoqué la possibilité de dériver le profil à partir de l'inter-corrélation des mesures de deux analyseurs. Ceci a été approfondi par Wilson (2002) qui a proposé le concept de *SLODAR* déjà évoqué au chapitre 2, qui lui utilise l'intercorrélacion entre les pentes d'un ASO du type Shack-Hartmann positionné sur les deux composantes d'une étoile double. La résolution en altitude est alors égale à $\delta h = d_{ssup}/\theta$, θ étant la séparation entre les composantes. Il doit être possible d'adapter cette méthode en utilisant cette fois-ci les corrélations des mesures de **tous** les analyseurs positionnés dans le plan focal du VLT. Cela permettrait alors d'avoir une résolution en altitude très fine, et donc de déterminer avec une très bonne précision le profil de turbulence.

5.4.4 Sensibilité au bruit de mesure

Je vais m'intéresser ici à la sensibilité de la reconstruction au bruit de mesure. En effet, la matrice de covariance du bruit de mesure \mathbf{C}_b apparaît aussi dans l'expression de la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} . Nous avons vu que cette matrice est diagonale par blocs, et que chaque sous-matrice $\mathbf{C}_{b,i}$ est égale à la matrice de covariance du bruit propagé sur les polynômes de Zernike multipliée par la variance de bruit σ_i^2 sur l'ASO situé dans la direction α_i . La variance de bruit est alors directement reliée à la géométrie de l'analyseur et à la magnitude de l'EA comme l'ont montré les équations (3.10) et (3.11).

J'ai effectué une simulation pour évaluer comment la qualité de correction variait en fonction de la variance de bruit. Les conditions de simulation sont les suivantes :

- Telescope de 8 mètres de diamètre, pupille pleine.
- Seeing de 0.81 arcsec à $\lambda = 0.5 \mu m \Rightarrow r_0 = 12.4$ cm, $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres.
- 3 couches turbulentes situées à 0, 1 et 10 km d'altitude et contenant respectivement 20%, 65% et 15% de la turbulence $\Rightarrow \theta_0 = 2.42$ arcsec à $\lambda = 0.5 \mu m$.
- Turbulence simulée selon l'approche Fourier.
- 3 EAs situées formant un triangle équilatéral autour de la galaxie et situées chacune à 1 arcmin du centre du champ.
- ASOs du type Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles.
- Analyse et correction des polynômes 2 à $k_{max} = 36$.
- Analyse dans le visible, imagerie en bande H ($\lambda = 1.65 \mu m$).
- $RSB = 1$ pour $\sigma_b^2 = \sigma_{\varphi,aa}^2 \approx 250 \text{ rad}^2$ à $\lambda = 0.5 \mu m$
- FEP moyenne corrigée par OA obtenue après moyenne de 100 FEPs courte-pose.

J'ai ensuite fait varier le RSB entre une valeur de 0.01 et 100, et j'ai regardé pour chaque valeur de RSB le rapport de Strehl SR. Le RSB était ici défini au sens de l'équation (3.11), c'est à dire le rapport entre la variance turbulente de l'angle d'arrivée $\sigma_{\varphi,aa}^2$ et la variance de bruit σ_b^2 . Les résultats des différentes simulations sont montrés sur la figure 5.11, qui montre l'évolution du rapport de Strehl en fonction du RSB. Comme on pouvait s'y attendre, le rapport de Strehl augmente avec le RSB, passant d'une valeur de 3% (RSB=1) à une valeur de 18% (RSB=100).

Faisons le lien entre la variance de bruit et la magnitude des étoiles. Je considère ici un ASO uniquement limité par le bruit de photons, c'est à dire que dans ce cas la variance du bruit σ_b^2 est

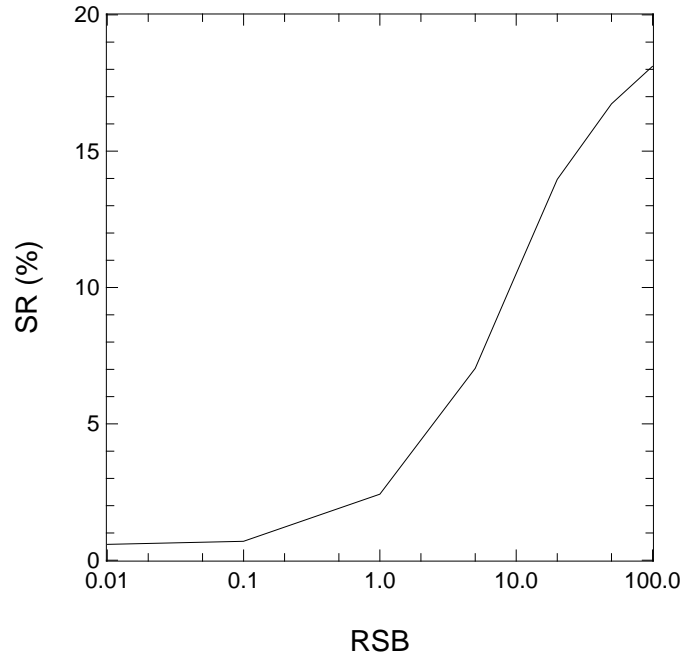


FIG. 5.11 – Evolution du rapport de Strehl (SR) en fonction du RSB sur la mesure des ASOs. FEP corrigée en bande H, correction des polynômes de Zernike 2 à 36.

égale à la variance du bruit de photons σ_{ph}^2 . D'après l'équation (3.10), celui-ci s'écrit :

$$\sigma_{ph}^2 = \frac{2\pi}{ro^{-2}n_o^{-1}} \quad (5.52)$$

n_o étant le nombre de photo-électrons/ m^2 /trame.

Faisons rapidement une application numérique. Dans notre cas, la variance de bruit correspondant à $RSB=1$ vaut $\sigma_b^2 = 132.26 \text{ rad}^2$ à une longueur d'onde $\lambda_R = 0.700 \mu m$, correspondant à la longueur d'onde centrale de la bande R, ce qui suppose d'après l'équation (3.10) $n_o = 1.38 \text{ ph } e^-/m^2/\text{trame}$, ce qui correspond à une étoile de magnitude $R = 21$.

Supposons que l'EA utilisée pour l'analyse de front d'onde soit de magnitude $m_R = 17$, que la fréquence du système soit égale à 50 Hz, et que la transmission optique totale jusqu'à l'ASO (détecteur compris) soit de 50% sur une bande spectrale allant de 0.4 à 0.9 μm . On arrive après calculs à $n_o = 48.60 \text{ ph } e^-/m^2/\text{trame}$, et la variance de bruit correspondante σ_b^2 est de 3.75 rad^2 . Le RSB vaut alors $RSB = \sigma_{aa,\varphi}^2/\sigma_b^2 = 35.25$. Pour un tel RSB , la figure 5.11 nous dit que le rapport de Strehl vaut alors 15.6%.

Il semble clair que les variances de bruit donnée par l'équation (5.52) sont très optimistes par rapport à la réalité. En effet, d'autres sources d'erreur liées à des limitations technologiques ou instrumentales (fond de ciel, bruit de lecture, discrétisation, etc...) viennent perturber la mesure. A titre d'exemple, la figure 5.12 montre le rapport de Strehl en bande K obtenu par le système NAOS installé sur le télescope *Yepun* du VLT. On y voit que le rapport de Strehl pour une étoile de magnitude 17 est de 5%, valeur fortement inférieure aux 15.6% évoqués ci-dessus.

J'ai donc choisi de modifier la formule donnée à l'équation (5.52) en la multipliant par un facteur correctif afin de la rendre réaliste, ce qui correspond alors à un décalage de l'axe des magnitudes. Le principe consiste à fixer une magnitude pour laquelle on impose la variance de bruit (en général

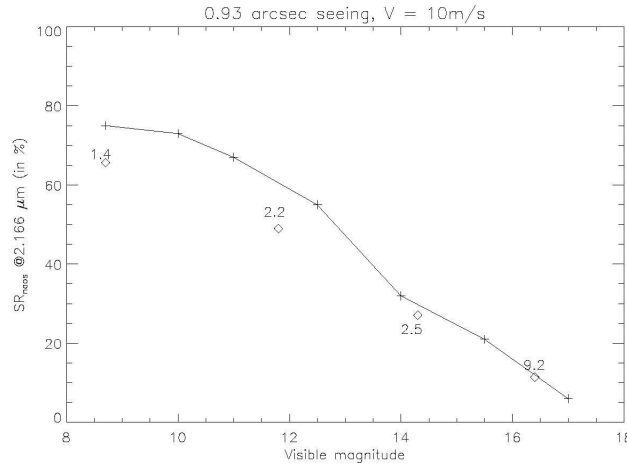


FIG. 5.12 – Rapport de Strehl en bande K obtenu par NAOS en fonction de la magnitude de l'étoile d'analyse. D'après Rousset et al. (2003).

la variance turbulente de l'angle d'arrivée), calculer le nombre de photo-électrons correspondant à la magnitude et la variance de bruit correspondante donnée par l'équation (5.52), et faire ensuite le rapport de ces deux variances afin de connaître ce facteur multiplicatif.

Pour conclure cette étude sur le bruit, je soutiens qu'une valeur précise de sa variance σ_b^2 n'est pas quantifiable tant que les caractéristiques en question de l'ASO ne sont pas parfaitement connues. Dans le cas des simulations numériques que j'ai effectuées, j'ai utilisé comme valeur de départ la variance turbulente de l'angle d'arrivée car cette variance a suffisamment de sens physique pour pouvoir se baser dessus, et elle permettait de définir une *magnitude limite* qui était la magnitude pour laquelle la variance de bruit était égale à la variance de l'angle d'arrivée. Cette valeur était alors utilisée conjointement à l'équation (5.52) pour déterminer la variance de bruit pour une magnitude quelconque, en notant que la variance de bruit sera d'autant plus faible que le nombre de photoélectrons reçus sera important, c'est à dire que la magnitude de l'étoile d'analyse diminuera.

5.4.5 Conclusion

L'objectif de cette section était donc d'étudier les performances d'un système d'OA tel que celui de FALCON, à savoir un système tomographique avec plusieurs mesures hors-axe utilisées pour reconstruire la phase sur axe, reconstruction effectuée grâce à la matrice optimale \mathbf{W}_{opt} . J'ai utilisé la base des polynômes de Zernike pour faire cette étude car ces derniers sont classiquement utilisés dans les études théoriques des systèmes d'OA. Plusieurs choses ont été étudiées dans cette section.

La première étude a concerné le champ sur lequel on peut espérer prélever des EAs pour corriger la phase sur axe. Les résultats montrent que la reconstruction est encore possible même lorsque les EA sont prélevées dans un champ de 4 minutes d'arc de diamètre. Etant données les latitudes galactiques auxquelles FALCON va travailler, de telles conditions sont fortement susceptibles d'apparaître, mais nous voyons que cela ne devrait pas pour autant poser problème.

La deuxième étude concernait la sensibilité aux paramètres caractéristiques de la turbulence, et plus particulièrement l'échelle externe \mathcal{L}_0 ou le profil de turbulence. En effet, l'introduction de la matrice de covariance de la phase \mathbf{C}_φ dans la matrice de reconstruction optimale \mathbf{W}_{opt} nécessite des connaissances sur ces paramètres. Les études effectuées montrent que la variabilité de \mathcal{L}_0 ne pose aucun problème

dans la reconstruction lorsqu'on suppose un tel système travaillant dans la base des polynômes de Zernike. Quant au profil, nous avons vu qu'une incertitude de ± 1 km sur l'altitude des couches ainsi que de $\pm 10\%$ sur la force de la turbulence dans chaque couche n'entraîne qu'une faible dégradation de la qualité de la correction (baisse du rapport de Strehl d'au plus 3%). Ce résultat montre donc qu'une connaissance correcte mais non parfaite du profil suffit à conserver une reconstruction optimale pendant la durée d'utilisation de l'Optique Adaptative. Il faut de plus noter que le système d'OA équipant FALCON donnera accès à la connaissance du profil puisque l'intercorrélation des mesures des ASOs permet d'y remonter. La méthode dite de *SLODAR* utilise les intercorrélations entre les mesures faites sur deux EA. Une étude pertinente me paraît particulièrement utile pour étendre cette méthode à l'utilisation des mesures faites sur **toutes** les EAs utilisées par les différents ASOs placés dans le plan focal du VLT.

La dernière étude a concerné le bruit de mesure, qui est surtout relié à la magnitude des EA. Comme la variance de bruit σ_b^2 apparaît aussi dans la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} , le bruit a donc aussi son mot à dire dans le processus de reconstruction de la phase sur axe. La figure 5.11 montre le résultat prédictible que la qualité de reconstruction augmente avec le rapport signal sur bruit (RSB) de la mesure de front d'onde. Une inconnue demeure malgré tout : comment relier précisément la variance de bruit à la magnitude des étoiles d'analyse. Nous avons vu en effet que le calcul de la variance de bruit à partir de la seule formule donnée à l'équation (5.52) amène à des résultats qu'on ne retrouve pas dans la réalité. Ceci montre donc qu'une très bonne connaissance au préalable de l'analyseur tenant compte de caractéristiques comme le bruit de lecture du détecteur, le nombre de microlentilles ou encore le fond de ciel est nécessaire à une modélisation correcte.

Arrivé à ce stade, il me paraît important de revenir à des considérations pratiques. Les polynômes de Zernike ont été utilisés jusqu'à présent dans ces différentes études car leurs propriétés vis à vis de la turbulence sont bien connues. Toutefois, il n'existe jusqu'à présent aucun système d'OA capable de mesurer et corriger directement des polynômes de Zernike. C'est pourquoi je m'intéresse dans la prochaine section au cas de la reconstruction optimale dans le cas d'un système d'OA tel que celui de FALCON, mais dans lequel j'incorpore cette fois-ci des modèles d'éléments réels d'un système d'OA, à savoir plusieurs analyseurs du type Shack-Hartmann et un miroir déformable avec ses fonctions d'influence.

5.5 Un cas réaliste : tomographie, Hartmann et miroir déformable

Je continue dans cette section l'étude du système d'OA de FALCON. Mais contrairement à ce qui a été fait précédemment, je vais à présent considérer un système d'OA réaliste, avec des éléments **réels** (bien que simulés numériquement) qui sont plusieurs ASOs du type Shack-Hartmann et un MD quelconque caractérisé par ses fonctions d'influence. L'objectif est de déterminer là encore la matrice de commande optimale $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$ donnant cette fois-ci les meilleures **tensions** à appliquer au MD à partir des **pentés** des différents ASO. Il faut noter que je considère toujours dans ces études un système tel que celui décrit sur la figure 5.3, à savoir un système du type *boucle-ouverte* où les ASOs hors-axe n'ont pas de retour optique sur les commandes appliquées au MD chargé de corriger la phase sur axe.

La première manière de faire à laquelle on pense est de ré-utiliser la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} définie précédemment. Cette matrice est toutefois définie dans la base des polynômes de Zernike, cela signifie donc qu'il faut passer par cette base avant de commander le miroir déformable. Comme on le verra, ceci peut impliquer une commande erronée du MD. Je considérerai donc ensuite une approche permettant de rester dans la base du miroir, et donc de garantir une commande optimale. Cette approche est à ma connaissance complètement nouvelle.

Le système étudié ici est un système de tomographie avec N_{EA} ASOs examinant la phase sur les étoiles hors-axe. Chaque ASO a N_{sp} sous-pupilles, soit au total $N_{mes,SH} = 2 \times N_{sp}$ mesures (pentes en X et pentes en Y). Le MD chargé de corriger la phase sur axe a quant à lui N_{act} actionneurs, donc N_{act} fonctions d'influence formant la base $\mathcal{F} = \{F_1, F_2, \dots, F_{N_{act}}\}$ des modes du miroir.

5.5.1 Passage par la base des polynômes de Zernike

Comme on l'a vu au paragraphe 5.2.2, la matrice \mathbf{W}_{opt} a pour but de donner les coordonnées de la phase sur axe sur les polynômes de Zernike 2 à k_{max} . Cela signifie donc qu'on considère ici que ce nombre de polynômes suffit à modéliser la phase turbulente ainsi que la phase de correction produite par combinaison linéaire des $F_{N_{act}}$ fonctions d'influence du MD.

Il faut maintenant définir plusieurs matrices, dont certaines ont déjà été définies au paragraphe 5.2.2 :

- $\mathbf{M}_{\alpha}^{N_t}$, la matrice d'interaction au sens de la tomographie, c'est à dire la matrice reliant les mesures dans la pupille $\Phi_{\alpha_i}^m$ dans les différentes directions à la phase dans le volume φ .
- $\mathbf{M}_0^{N_t}$, la matrice reliant la phase dans la pupille pour la galaxie $\Phi_{G,k_{max}}$ à la phase dans le volume φ .
- $\mathbf{D}_{z,i}$, la matrice d'interaction entre les pentes de l'ASO visant l'étoile dans la direction α_i et les polynômes de Zernike 2 à k_{max} . Cette matrice est de dimensions $N_{mes,SH}$ lignes $\times (k_{max} - 1)$ colonnes.
- \mathbf{Z}_{MD} , la matrice d'interaction entre les N_{act} actionneurs du MD et les polynômes de Zernike 2 à k_{max} . Cette matrice est de dimension $(k_{max} - 1)$ lignes $\times N_{act}$ colonnes.

Soit Φ_{α} le vecteur déjà défini à l'équation (5.10), c'est à dire le vecteur contenant les projections des différentes phases $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ dans la pupille sur les polynômes de Zernike 2 à k_{max} . D'après l'équation (5.34), ce vecteur peut s'exprimer en fonction de la phase dans le volume φ :

$$\Phi_{\alpha} = \mathbf{M}_{\alpha}^{N_t} \varphi \quad (5.53)$$

avec

$$\Phi_{\alpha} = \begin{pmatrix} \Phi_{\alpha_1, k_{max}} \\ \Phi_{\alpha_2, k_{max}} \\ \vdots \\ \Phi_{\alpha_{N_{EA}}, k_{max}} \end{pmatrix} \quad (5.54)$$

De même, le vecteur $\Phi_{G,k_{max}}$ contenant les coordonnées de la phase sur axe $\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0})$ peut aussi s'exprimer en fonction de la phase dans le volume

$$\Phi_{G,k_{max}} = \mathbf{M}_0^{N_t} \varphi \quad (5.55)$$

Soit \mathbf{m}_i le vecteur contenant les $N_{mes,SH}$ pentes de l'ASO visant l'étoile dans la direction α_i . On peut écrire :

$$\mathbf{m}_i = \mathbf{D}_{z,i} \Phi_{\alpha_i, k_{max}} + \mathbf{b}_i \quad (5.56)$$

où \mathbf{b}_i est le bruit venant perturber les pentes de l'ASO. Si on concatène maintenant toutes les mesures \mathbf{m}_i ($1 \leq i \leq N_{EA}$) dans le vecteur \mathbf{m} , c'est à dire

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} \mathbf{m}_1 \\ \mathbf{m}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{m}_{N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.57)$$

et qu'on concatène également tous les bruits \mathbf{b}_i dans le vecteur \mathbf{b} , c'est à dire

$$\mathbf{b} = \begin{pmatrix} \mathbf{b}_1 \\ \mathbf{b}_2 \\ \vdots \\ \mathbf{b}_{N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.58)$$

on peut alors écrire

$$\mathbf{m} = (D_{z,1}, D_{z,2}, \dots, D_{z,N_{EA}}) \Phi_{\alpha} + \mathbf{b} \quad (5.59)$$

qui peut se ré-écrire de façon plus compacte

$$\mathbf{m} = D_Z \Phi_{\alpha} + \mathbf{b} \quad (5.60)$$

soit, en combinant les équations (5.53) et (5.59)

$$\mathbf{m} = D_Z M_{\alpha}^{N_t} \varphi + \mathbf{b} \quad (5.61)$$

Appelons maintenant Φ_{MD} le vecteur qui contient les coordonnées de la phase sur axe $\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0})$ dans la pupille projetée sur les fonctions d'influence $F_i(\mathbf{r})$ du MD. On a :

$$\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0}) = \sum_{k=1}^{N_{act}} \Phi_{MD,k} F_k(\mathbf{r}) \quad (5.62)$$

Φ_{MD} et $\Phi_{G,k_{max}}$ contiennent chacun les coordonnées de la phase sur axe $\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0})$, mais dans deux bases différentes : soit la base des fonctions d'influence du miroir, soit la base des polynômes de Zernike 2 à k_{max} . Il est toutefois possible de passer de la base des polynômes de Zernike à celle de la base des fonctions d'influence $F_i(\mathbf{r})$ du MD grâce à la matrice \mathbf{R}_Z définie par :

$$\mathbf{R}_Z = \left[(\mathbf{Z}_{MD})^T \mathbf{Z}_{MD} \right]^{-1} (\mathbf{Z}_{MD})^T \quad (5.63)$$

à condition que la matrice $\left[(\mathbf{Z}_{MD})^T \mathbf{Z}_{MD} \right]$ soit inversible. On aura donc

$$\Phi_{MD} = \mathbf{R}_Z \Phi_{G,k_{max}} \quad (5.64)$$

et en combinant cette dernière équation avec l'équation (5.55), on obtient donc :

$$\Phi_{MD} = \mathbf{R}_Z M_0^{N_t} \varphi \quad (5.65)$$

Appelons $\hat{\Phi}_{MD}$ l'estimation de Φ_{MD} à partir des mesures hors-axe \mathbf{m} . Ce vecteur, dont les éléments sont les commandes à appliquer au miroir déformable, va alors produire une phase de correction $\hat{\Phi}_G(\mathbf{r})$ qui s'écrira

$$\hat{\Phi}_G(\mathbf{r}) = \sum_{k=1}^{N_{act}} \hat{\Phi}_{MD,k} F_k(\mathbf{r}) \quad (5.66)$$

Et la phase résiduelle $\Phi_{G,res}(\mathbf{r})$ sur axe s'écrit

$$\Phi_{G,res}(\mathbf{r}) = \Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0}) - \hat{\Phi}_G(\mathbf{r}) \quad (5.67)$$

A partir de ces différentes expressions, il va être possible de calculer la matrice de reconstruction optimale $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$ donnant les commandes du miroir déformable $\hat{\Phi}_{MD}$ à partir des mesures \mathbf{m} , c'est à dire la matrice pour laquelle la variance de la phase résiduelle $\Phi_{G,res}(\mathbf{r})$ est minimale. D'après l'équation (3.24), $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$ va alors s'écrire :

$$\mathbf{W}_{opt,SH,MD} = \langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle \langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle^{-1} \quad (5.68)$$

et on aura

$$\hat{\Phi}_{MD} = \mathbf{W}_{opt,SH,MD} \mathbf{m} \quad (5.69)$$

Développons maintenant l'expression de $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$. Le bruit et la phase n'étant pas corrélés, on démontre que la matrice de covariance des mesures $\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle$ s'écrit

$$\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle = \mathbf{D}_Z \mathbf{M}_\alpha^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \mathbf{D}_Z^T + \mathbf{C}_b \quad (5.70)$$

où \mathbf{C}_φ est la matrice de covariance de la phase dans le volume définie à l'équation (5.45) et \mathbf{C}_b la matrice de covariance du bruit des ASOs. On fait souvent l'approximation pour un analyseur Shack-Hartmann que le bruit n'est pas corrélé d'une sous-pupille à une autre. On peut alors écrire que \mathbf{C}_b est une matrice diagonale par blocs dont chaque sous-matrice est la matrice $\sigma_i^2 \mathbf{Id}$, \mathbf{Id} étant ici la matrice identité de dimensions $N_{mes,SH} \times N_{mes,SH}$ et σ_i^2 la variance du bruit (en rad²) du i^{eme} analyseur.

En combinant les équations (5.65) et (5.61), on arrive aussi à une expression de la matrice $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle$

$$\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle = \mathbf{R}_Z \mathbf{M}_0^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \mathbf{D}_Z^T \quad (5.71)$$

et on arrive donc à l'expression finale de la matrice de reconstruction :

$$\mathbf{W}_{opt,SH,MD} = \mathbf{R}_Z \mathbf{M}_0^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \mathbf{D}_Z^T \left[\mathbf{D}_Z \mathbf{M}_\alpha^{N_t} \mathbf{C}_\varphi (\mathbf{M}_\alpha^{N_t})^T \mathbf{D}_Z^T + \mathbf{C}_b \right]^{-1} \quad (5.72)$$

L'expression analytique de cette matrice est donc à première vue relativement simple. Est-ce pour autant que la matrice ainsi calculée est performante? La réponse n'est pas évidente. En fait, le passage par une base intermédiaire avant de projeter la phase sur l'espace du miroir a déjà été étudié par Eric Gendron dans sa thèse, qui a montré que la décomposition de la phase sur une famille de modes revient à effectuer une projection orthogonale de la phase sur le sous-espace formé par ces derniers. Le fait de passer d'abord dans un espace formé par un certain nombre de polynômes de Zernike revient donc à faire une première projection orthogonale de la phase sur cet espace. En passant ensuite dans l'espace des modes du miroir, c'est une deuxième projection orthogonale qu'on effectue. La succession de ces deux projections orthogonales va-t-elle donner le même résultat que si on avait directement projeté la phase sur le sous-espace formé par les fonctions d'influence du miroir? Oui, mais à condition que le nombre de polynômes de Zernike formant l'espace intermédiaire soit suffisamment grand pour pouvoir donner une bonne représentation des hautes fréquences spatiales contenues dans les fonctions

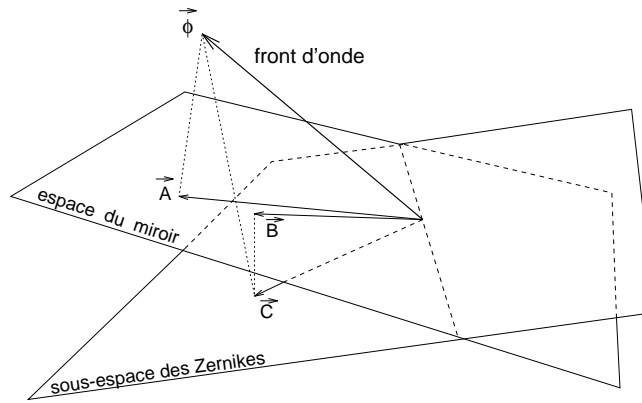


FIG. 5.13 – *Interprétation géométrique du passage par la base intermédiaire des polynômes de Zernike avant de passer dans l'espace du miroir. $\vec{\Phi}$ est le front d'onde, et \vec{A} sa projection orthogonale sur le sous-espace des fonctions d'influence du miroir. L'erreur entre $\vec{\Phi}$ et \vec{A} est alors minimale. \vec{C} est la projection du front d'onde, mais cette fois-ci sur le sous-espace généré par un nombre fini de polynômes de Zernike (du même ordre que le nombre de fonctions d'influence du miroir), et \vec{B} sa projection sur le sous-espace des fonctions d'influence du miroir. On constate alors que \vec{B} constitue une estimation biaisée du front d'onde fortement différente de \vec{A} . D'après Gendron (1995).*

d'influence du miroir. Une interprétation géométrique de ce passage par une base intermédiaire est donnée sur la figure 5.13.

D'un point de vue pratique, le nombre de polynômes de Zernike sur lequel on pourra reconstruire la phase d'après les mesures du Hartmann sera limité par la géométrie de l'analyseur. Il est sûr que plus le nombre de sous-pupilles augmentera, plus l'échantillonnage spatial sera élevé, plus l'ASO sera sensible aux hautes fréquences spatiales et moins il sera sensible aux effets de repliement. D'un autre côté, une telle augmentation du nombre de sous-pupilles n'ira pas sans poser de problèmes, en particulier du point de vue du rapport signal à bruit. Il serait dommage d'utiliser un ASO avec 14×14 sous-pupilles pour reconstruire les polynômes de Zernike 2 à 150 afin de commander un miroir OKO avec 37 actionneurs, alors qu'un Hartmann 7×7 sous-pupilles y suffit normalement.

D'un point de vue numérique, cette augmentation du nombre de polynômes de Zernike sur lequel on reconstruit la phase va aussi poser des problèmes pour le calcul des matrices $\mathbf{M}_{\alpha}^{N_t}$ et $\mathbf{M}_0^{N_t}$. En effet, nous avons vu que plus on reconstruit de polynômes dans la pupille et plus le nombre de polynômes de Zernike à reconstruire dans le volume augmente aussi. Malheureusement, les polynômes de Zernike d'ordre élevé voient surtout les fluctuations de phase concentrées sur les bords, aussi l'utilisation de ces polynômes pour le calcul va obligatoirement introduire des erreurs numériques.

Nous voyons donc que cette solution consistant à passer par l'espace intermédiaire des polynômes de Zernike n'est donc pas la solution idéale. Je vais donc montrer dans la prochaine partie les résultats que j'ai obtenus en restant cette fois-ci dans l'espace du miroir.

5.5.2 Calculs en restant dans la base du miroir

Je vais toujours m'intéresser ici au calcul de la matrice de reconstruction optimale $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$. Mais à la différence de l'étude menée précédemment, je suis resté ici dans l'espace du miroir déformable.

Je tiens à souligner que les résultats dans ce paragraphe sont à ma connaissance nouveaux, en particulier pour le calcul des covariances des mesures des différents ASOs ainsi que pour le calcul des covariances entre les mesures des ASO et les fonctions d'influence du miroir déformable. Je n'ai malheureusement pas pu mener l'étude à son terme par manque de temps. Mais il me paraît essentiel de la poursuivre car elle permettra une fois terminée d'obtenir l'expression d'une matrice réellement utilisable dans un système d'OA tel que celui de FALCON.

L'objectif est toujours de déterminer la meilleure estimation de la phase sur axe $\Phi_G(\mathbf{r}, \mathbf{0})$ projetée sur les fonctions d'influence $F_i(\mathbf{r})$ du MD, c'est à dire de déterminer la meilleure estimation $\hat{\Phi}_{MD}$ du vecteur de commandes Φ_{MD} à partir du vecteur \mathbf{m} contenant toutes les mesures des différents ASOs hors-axe. Comme on le sait, la matrice $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$ s'écrit :

$$\mathbf{W}_{opt,SH,MD} = \langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle \langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle^{-1} \quad (5.73)$$

Les paragraphes suivants vont préciser l'expression de ces différentes matrices.

Calcul de la matrice de covariance des mesures

Nous savons que le vecteur \mathbf{m} contient toutes les mesures des N_{EA} ASOs hors-axe. Ce vecteur s'écrit

$$\mathbf{m} = \begin{pmatrix} m_1 \\ m_2 \\ \vdots \\ m_{N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.74)$$

Intéressons-nous maintenant au vecteur \mathbf{m}_i contenant les mesures de l'ASO visant l'EA située dans la direction α_i . Ce vecteur est la somme de deux termes : les pentes \mathbf{p}_i et le bruit de mesure \mathbf{b}_i . On peut donc écrire :

$$\mathbf{m}_i = \mathbf{p}_i + \mathbf{b}_i \quad (5.75)$$

Le vecteur \mathbf{p}_i peut lui-même se décomposer en deux sous-vecteurs : le vecteur de mesures $\mathbf{p}_{i,X}$ contenant toutes les pentes mesurées dans la direction horizontale et le vecteur $\mathbf{p}_{i,Y}$ contenant toutes les pentes mesurées dans la direction verticale. On a donc :

$$\mathbf{p}_i = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{i,X} \\ \mathbf{p}_{i,Y} \end{pmatrix} \quad (5.76)$$

$\mathbf{p}_{i,X}$ et $\mathbf{p}_{i,Y}$ s'écrivent

$$\mathbf{p}_{i,X} = \begin{pmatrix} p_{i,X,1} \\ p_{i,X,2} \\ \vdots \\ p_{i,X,N_{SP}} \end{pmatrix} \quad (5.77)$$

$$\mathbf{p}_{i,Y} = \begin{pmatrix} p_{i,Y,1} \\ p_{i,Y,2} \\ \vdots \\ p_{i,Y,N_{SP}} \end{pmatrix} \quad (5.78)$$

Considérons maintenant chaque terme $p_{i,X,k}$ et $p_{i,Y,k}$ contenant respectivement la pente selon X et selon Y de la phase $\Phi(x,y,\alpha_i)$ de la k^e sous-pupille. Si on appelle x et y les coordonnées du vecteur \mathbf{r} repérant la position dans la pupille, $p_{i,X,k}$ et $p_{i,Y,k}$ s'écrivent, d'après l'équation (3.5) :

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \iint_{sspup,k} \frac{\partial}{\partial x} \Phi(x,y,\alpha_i) dx dy \quad (5.79)$$

$$p_{i,Y,k} = \frac{D_k}{S_k} \iint_{sspup,k} \frac{\partial}{\partial y} \Phi(x,y,\alpha_i) dx dy \quad (5.80)$$

où D_k et S_k sont respectivement le diamètre et la surface de la k^e sous-pupille, et $\int_{sspup,k}$ signifie l'intégration sur cette sous-pupille. Soient x_k et y_k les coordonnées du centre de cette sous-pupille. Les équations précédentes peuvent alors se ré-écrire sous la forme :

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi_k \left(\frac{x-x_k}{D_k}, \frac{y-y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial x} \Phi(x,y,\alpha_i) dx dy \quad (5.81)$$

$$p_{i,Y,k} = \frac{D_k}{S_k} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \Pi_k \left(\frac{x-x_k}{D_k}, \frac{y-y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial y} \Phi(x,y,\alpha_i) dx dy \quad (5.82)$$

où $\Pi_k(x/D_k, y/D_k)$ est la fonction définissant la sous-pupille. Dans le cas où la sous-pupille est carrée, $\Pi_k(x/D_k, y/D_k)$ est la fonction "porte" valant 1 si $-D_k/2 \leq x \leq D_k/2$ et $-D_k/2 \leq y \leq D_k/2$.

On rappelle que la phase dans la pupille $\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i)$ pour une direction α_i s'écrit

$$\Phi(\mathbf{r}, \alpha_i) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi(\mathbf{r} + h_j \alpha_i) \quad (5.83)$$

où h_j est l'altitude de la j^e couche. Soient $(h_{j,i,x}, h_{j,i,y})$ les coordonnées cartésiennes du vecteur $h_j \alpha_i$. En combinant l'équation ci-dessus avec les équations (5.81) et (5.82), et en enlevant les bornes d'intégration pour alléger l'écriture, on obtient

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x+h_{j,i,x}-x_k}{D_k}, \frac{y+h_{j,i,y}-y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial x} \varphi_j(x,y) dx dy \quad (5.84)$$

$$p_{i,Y,k} = \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x+h_{j,i,x}-x_k}{D_k}, \frac{y+h_{j,i,y}-y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial y} \varphi_j(x,y) dx dy \quad (5.85)$$

Nous avons donc ici les expressions générales des pentes selon X et selon Y de la k^e sous-pupille de l'ASO visant l'étoile située dans la direction α_i . Ceci va nous être utile pour calculer l'expression de $\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle$, qui s'écrit

$$\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_1^T \rangle & \langle \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_2^T \rangle & \dots & \langle \mathbf{m}_1 \mathbf{m}_{N_{EA}}^T \rangle \\ \langle \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_1^T \rangle & \langle \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_2^T \rangle & \dots & \langle \mathbf{m}_2 \mathbf{m}_{N_{EA}}^T \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle \mathbf{m}_{N_{EA}} \mathbf{m}_1^T \rangle & \langle \mathbf{m}_{N_{EA}} \mathbf{m}_2^T \rangle & \dots & \langle \mathbf{m}_{N_{EA}} \mathbf{m}_{N_{EA}}^T \rangle \end{pmatrix} \quad (5.86)$$

Considérons maintenant une sous-matrice $\langle \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i'}^T \rangle$. Le bruit \mathbf{b}_i étant décorrélié de la phase, donc des pentes \mathbf{p}_i , on aura

$$\langle \mathbf{m}_i \mathbf{m}_{i'}^T \rangle = \langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle + \langle \mathbf{b}_i \mathbf{b}_{i'}^T \rangle \quad (5.87)$$

De plus, le bruit étant décorrélié d'un analyseur à l'autre, la matrice $\langle \mathbf{b}_i \mathbf{b}_{i'}^T \rangle$ sera nulle lorsque $i \neq i'$. On peut donc écrire

$$\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_1^T \rangle & \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_2^T \rangle & \cdots & \langle \mathbf{p}_1 \mathbf{p}_{N_{EA}}^T \rangle \\ \langle \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_1^T \rangle & \langle \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_2^T \rangle & \cdots & \langle \mathbf{p}_2 \mathbf{p}_{N_{EA}}^T \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle \mathbf{p}_{N_{EA}} \mathbf{p}_1^T \rangle & \langle \mathbf{p}_{N_{EA}} \mathbf{p}_2^T \rangle & \cdots & \langle \mathbf{p}_{N_{EA}} \mathbf{p}_{N_{EA}}^T \rangle \end{pmatrix} + \mathbf{C}_b \quad (5.88)$$

$$= \langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle + \mathbf{C}_b \quad (5.89)$$

avec $\langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle$ la matrice de covariance des pentes des différents ASOs et \mathbf{C}_b , la matrice de covariance du bruit définie par

$$\mathbf{C}_b = \begin{pmatrix} \mathbf{C}_{b,1} & 0 & \cdots & 0 \\ 0 & \mathbf{C}_{b,2} & 0 & \cdots \\ 0 & \cdots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & 0 & \mathbf{C}_{b,N_{EA}} \end{pmatrix} \quad (5.90)$$

où chaque sous-matrice $\mathbf{C}_{b,i}$ est la matrice de covariance de bruit sur l'analyseur n° i , qui est égale à $\sigma_i^2 \mathbf{Id}$, σ_i^2 étant la variance de bruit sur l'analyseur (en rad²), et \mathbf{Id} la matrice identité de taille $(2 N_{sp}) \times (2 N_{sp})$.

C'est donc la matrice $\langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle$ qui nous intéresse, et qui s'écrit :

$$\langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle & \langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle \\ \langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle & \langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle \end{pmatrix} \quad (5.91)$$

Nous allons là encore considérer séparément chaque sous-matrice.

Calcul de la matrice de covariance des pentes selon X $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$

Le vecteur $\mathbf{p}_{i,X}$ s'écrivant

$$\mathbf{p}_{i,X} = \begin{pmatrix} p_{i,X,1} \\ p_{i,X,2} \\ \vdots \\ p_{i,X,N_{SP}} \end{pmatrix} \quad (5.92)$$

la matrice de covariance des pentes $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$ a alors la forme suivante

$$\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle p_{i,X,1} p_{i',X,1} \rangle & \langle p_{i,X,1} p_{i',X,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,X,1} p_{i',X,N_{SP}} \rangle \\ \langle p_{i,X,2} p_{i',X,1} \rangle & \langle p_{i,X,2} p_{i',X,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,X,2} p_{i',X,N_{SP}} \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle p_{i,X,N_{SP}} p_{i',X,1} \rangle & \langle p_{i,X,N_{SP}} p_{i',X,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,X,N_{SP}} p_{i',X,N_{SP}} \rangle \end{pmatrix} \quad (5.93)$$

Je vais détailler dans ce paragraphe le calcul du terme général $\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle$ de cette matrice.

L'équation (5.84) donne l'expression du terme $p_{i,X,k}$, qui est la pente en X donnée par la sous-pupille k de l'ASO visant l'EA située dans la direction α_i :

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x + h_{j,i,x} - x_k}{D_k}, \frac{y + h_{j,i,y} - y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial x} \varphi_j(x,y) dx dy \quad (5.94)$$

Effectuons le changement de variable

$$\begin{aligned} u &= x + h_{j,i,x} - x_k \\ v &= y + h_{j,i,y} - y_k \end{aligned}$$

$p_{i,X,k}$ se ré-écrit sous la forme

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{u}{D_k}, \frac{v}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial u} \varphi_j(u + x_k - h_{j,i,x}, v + y_k - h_{j,i,y}) du dv \quad (5.95)$$

et on peut de la même façon écrire $p_{i',X,k'}$, qui est la pente en X donnée par la sous-pupille k' de l'ASO visant l'EA située dans la direction $\alpha_{i'}$:

$$p_{i',X,k'} = \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j'=1}^{N_t} \iint \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) \frac{\partial}{\partial u'} \varphi_{j'}(u' + x_{k'} - h_{j',i',x}, v' + y_{k'} - h_{j',i',y}) du' dv' \quad (5.96)$$

avec

$$\begin{aligned} u' &= x + h_{j',i',x} - x_{k'} \\ v' &= y + h_{j',i',y} - y_{k'} \end{aligned}$$

Et on a alors le terme général de la matrice

$$\begin{aligned} \langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle &= \left\langle \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{u}{D_k}, \frac{v}{D_k} \right) \frac{\partial \varphi_j(u + x_k - h_{j,i,x}, v + y_k - h_{j,i,y})}{\partial u} du dv \right. \\ &\quad \left. \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j'=1}^{N_t} \iint \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) \frac{\partial \varphi_{j'}(u' + x_{k'} - h_{j',i',x}, v' + y_{k'} - h_{j',i',y})}{\partial u'} du' dv' \right\rangle \quad (5.97) \end{aligned}$$

soit

$$\begin{aligned} \langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle &= \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \left\langle \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{u}{D_k}, \frac{v}{D_k} \right) \frac{\partial \varphi_j(u + x_k - h_{j,i,x}, v + y_k - h_{j,i,y})}{\partial u} du dv \right. \\ &\quad \left. \sum_{j'=1}^{N_t} \iint \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) \frac{\partial \varphi_{j'}(u' + x_{k'} - h_{j',i',x}, v' + y_{k'} - h_{j',i',y})}{\partial u'} du' dv' \right\rangle \quad (5.98) \end{aligned}$$

Les différentes couches turbulentes d'altitude h_j étant statistiquement indépendantes, les termes croisés $\left\langle \frac{\partial \varphi_j(\dots)}{\partial u} \frac{\partial \varphi_{j'}(\dots)}{\partial u'} \right\rangle$ vont s'annuler dans l'équation ci-dessus lorsque $j \neq j'$. Il reste donc :

$$\begin{aligned} \langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle &= \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \iiint \Pi_k \left(\frac{u}{D_k}, \frac{v}{D_k} \right) \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) \\ &\quad \left\langle \frac{\partial \varphi_j(u + x_k - h_{j,i,x}, v + y_k - h_{j,i,y})}{\partial u} \frac{\partial \varphi_j(u' + x_{k'} - h_{j,i',x}, v' + y_{k'} - h_{j,i',y})}{\partial u'} \right\rangle du dv du' dv' \quad (5.99) \end{aligned}$$

Intéressons nous seulement pour l'instant au terme sous la moyenne. Celui-ci nous fait penser à la relation générale suivante (voir l'annexe B) :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \mu^2} D_\varphi(\mu, \eta) \quad (5.100)$$

où $D_\varphi(\mu, \eta)$ est la fonction de structure de phase exprimée en coordonnées cartésiennes. Par exemple, pour une turbulence Kolmogorov, on a

$$D_\varphi(\mu, \eta) = 6.88 r_0^{-5/3} (\mu^2 + \eta^2)^{5/6} \quad (5.101)$$

Posons $X_{0,j} = (x_{k'} - h_{j,i',x}) - (x_k - h_{j,i,x})$ et $Y_{0,j} = (y_{k'} - h_{j,i',y}) - (y_k - h_{j,i,y})$. Le terme sous la moyenne dans l'équation (5.99) va donc s'écrire sous la forme

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial u}(u, v) \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u' + X_{0,j}, v' + Y_{0,j}) \right\rangle \quad (5.102)$$

Posons maintenant $u = u' + s$ et $v = v' + t$. L'équation précédente devient alors

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u}(u, v) \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u' + X_{0,j}, v' + Y_{0,j}) \right\rangle &= \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial u}(u' + s, v' + t) \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u' + X_{0,j}, v' + Y_{0,j}) \right\rangle \\ &= \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u', v') \frac{\partial \varphi_j}{\partial u}(u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \right\rangle \end{aligned} \quad (5.103)$$

ce qui peut encore s'écrire, d'après l'équation (5.100) :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u', v') \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) \quad (5.104)$$

avec $D_{\varphi,j}(\mu, \eta)$ la fonction de structure de la phase dans la couche turbulente d'altitude h_j .

Nous avons fait le changement de variables $u = u' + s$ et $v = v' + t$. On a alors $du = ds$, $dv = dt$, $s = u - u'$ et $t = v - v'$. L'équation (5.99) se réécrit :

$$\begin{aligned} \langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle &= \frac{1}{2} \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) ds dt \\ &\quad \iint \Pi_k \left(\frac{u' + s}{D_k}, \frac{v' + t}{D_k} \right) \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) du' dv' \end{aligned} \quad (5.105)$$

On reconnaît dans l'intégrale double $\iint \Pi_k \left(\frac{u' + s}{D_k}, \frac{v' + t}{D_k} \right) \Pi_{k'} \left(\frac{u'}{D_{k'}}, \frac{v'}{D_{k'}} \right) du' dv'$ la fonction d'inter-corrélation des fonctions $\Pi_k(x/D_k, y/D_k)$ et $\Pi_{k'}(x/D_{k'}, y/D_{k'})$, qu'on notera $I_{kk'}(s, t)$. L'équation (5.105) devient donc

$$\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) I_{kk'}(s, t) ds dt \quad (5.106)$$

La fonction de structure de phase étant une fonction à symétrie radiale, on a $D_{\varphi,j}(\mu, \eta) = D_{\varphi,j}(-\mu, -\eta)$. On peut donc aussi écrire que $\frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial \mu^2}(\mu, \eta) = \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial \mu^2}(-\mu, -\eta)$. L'équation ci-dessus se réécrit alors

$$\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(X_{0,j} - s, Y_{0,j} - t) I_{kk'}(s, t) ds dt \quad (5.107)$$

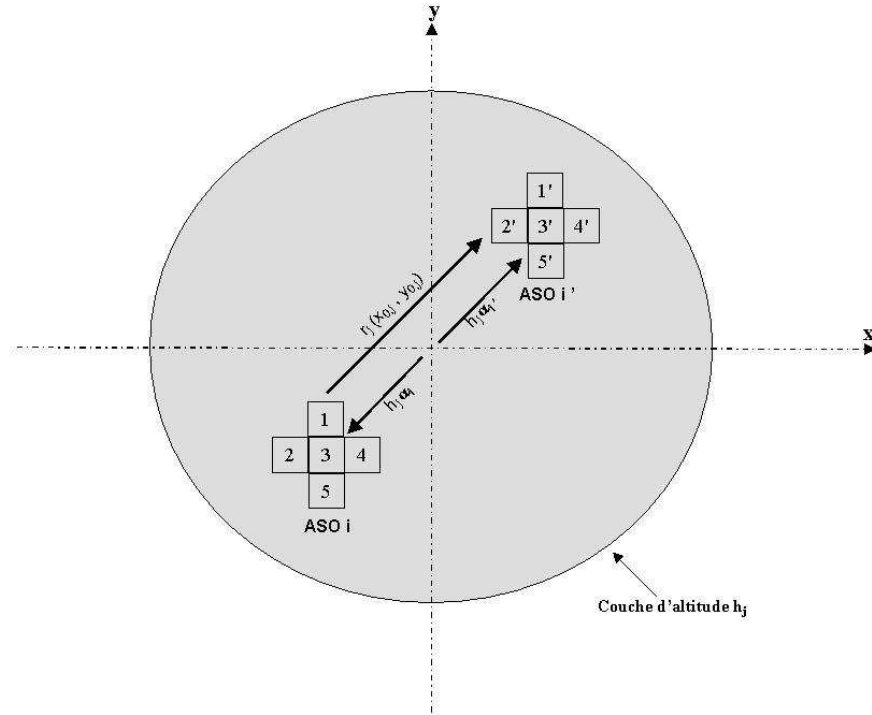


FIG. 5.14 – Géométrie des analyseurs visant les EA dans les directions α_i et $\alpha_{i'}$ dans la couche d'altitude h_j . Le vecteur \mathbf{r}_j repère le décalage entre la sous-pupille k de l'ASO i et la sous-pupille k' de l'ASO i' .

Posons

$$C_{XX,j}(X,Y) = \iint \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(X-s, Y-t) I_{kk'}(s,t) ds dt \quad (5.108)$$

On reconnaît dans $C_{XX,j}(X,Y)$ le produit de convolution de $\partial^2 D_{\varphi,j}(s,t)/\partial s^2$ avec $I_{kk'}(s,t)$. On a donc

$$C_{XX,j}(X,Y) = \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s,t) \otimes I_{kk'}(s,t) \quad (5.109)$$

Et en insérant cette relation dans l'équation (5.106), on trouve alors l'expression finale de la covariance des pentes en X $\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle$ pour deux sous-pupilles distinctes k et k' de deux analyseurs Shack-Hartmann mesurant la phase **dans la pupille** pour deux directions d'analyse différentes α_i et $\alpha_{i'}$:

$$\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s,t) \otimes I_{kk'}(s,t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.110)$$

On voit donc que la covariance des pentes en X dans la pupille est égale à la somme des covariances des pentes en X dans les différentes couches. Cette dernière covariance est proportionnelle à la valeur du produit de convolution de la dérivée seconde de la fonction de structure de la phase dans la couche d'altitude h_j par la fonction d'intercorrélation des fonctions définissant chaque sous-pupille au point $(X_{0,j}, Y_{0,j})$, $X_{0,j}$ et $Y_{0,j}$ étant les coordonnées du vecteur séparant les deux sous-pupilles des deux

analyseurs dans la couche d'altitude h_j . Une explication géométrique de ce vecteur est montrée sur la figure 5.14.

Ce paragraphe a donc donné l'expression du terme général $\langle p_{i,X,k} p_{i',X,k'} \rangle$ de la matrice de covariances des pentes en X $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$. Le prochain paragraphe aura pour objet le calcul de la matrice de covariance des pentes en Y $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$.

Calcul de la matrice de covariance des pentes selon Y $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$

Le vecteur $\mathbf{p}_{i,Y}$ s'écrivant

$$\mathbf{p}_{i,Y} = \begin{pmatrix} p_{i,Y,1} \\ p_{i,Y,2} \\ \vdots \\ p_{i,Y,N_{SP}} \end{pmatrix} \quad (5.111)$$

la matrice de covariance des pentes $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$ a alors la forme suivante

$$\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle p_{i,Y,1} p_{i',Y,1} \rangle & \langle p_{i,Y,1} p_{i',Y,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,Y,1} p_{i',Y,N_{SP}} \rangle \\ \langle p_{i,Y,2} p_{i',Y,1} \rangle & \langle p_{i,Y,2} p_{i',Y,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,Y,2} p_{i',Y,N_{SP}} \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle p_{i,Y,N_{SP}} p_{i',Y,1} \rangle & \langle p_{i,Y,N_{SP}} p_{i',Y,2} \rangle & \cdots & \langle p_{i,Y,N_{SP}} p_{i',Y,N_{SP}} \rangle \end{pmatrix} \quad (5.112)$$

Le calcul du terme général $\langle p_{i,Y,k} p_{i',Y,k'} \rangle$ de cette matrice se fait de la même façon que le calcul de la covariance des pentes selon X, mais en dérivant la phase cette fois-ci selon la direction verticale Y. Cela fait aussi intervenir la propriété montrée dans l'équation (5.100), mais exprimée pour la dérivée de la phase dans le sens perpendiculaire (voir l'annexe B) :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} D_\varphi(\mu, \eta) \quad (5.113)$$

On arrive donc après les mêmes calculs qu'au paragraphe précédent à l'expression finale de la covariance des pentes en Y $\langle p_{i,Y,k} p_{i',Y,k'} \rangle$ pour deux sous-pupilles distinctes k et k' de deux analyseurs Shack-Hartmann mesurant la phase **dans la pupille** pour deux directions d'analyse différentes α_i et $\alpha_{i'}$:

$$\langle p_{i,Y,k} p_{i',Y,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S_k} \frac{D_{k'}}{S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial t^2}(s, t) \otimes I_{kk'}(s, t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.114)$$

On a ainsi le terme général $\langle p_{i,Y,k} p_{i',Y,k'} \rangle$ de la matrice de covariance des mesures en Y $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$.

Calcul de la matrice de covariance des pentes selon Y et X $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$ et $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$

Les deux paragraphes précédents ont donné les expressions des sous-matrices $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$ et $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$. L'équation (5.91) montre qu'il y a aussi la covariance des pentes selon Y et X dans la matrice $\langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle$ par la présence des termes croisés $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$ et $\langle \mathbf{p}_{i,X} \mathbf{p}_{i',Y}^T \rangle$. Je vais expliciter l'expression du terme

général de ces deux sous-matrices dans ce paragraphe.

Commençons par la matrice $\langle \mathbf{p}_{i,Y} \mathbf{p}_{i',X}^T \rangle$, de terme général $\langle p_{i,Y,k} p_{i',X,k'} \rangle$. Là encore, les calculs de ce terme général se font de la même façon qu'expliqué au paragraphe sur le calcul de la covariance des pentes en X. Toutefois, il y a un changement pour le terme sous la moyenne, qui s'écrit cette fois-ci :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial v}(u + x_{1,j,k}, v + y_{1,j,k}) \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u' + x_{2,j,k'}, v' + y_{2,j,k'}) \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial v}(u, v) \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u' + X_{0,j}, v' + Y_{0,j}) \right\rangle \quad (5.115)$$

En refaisant les mêmes changements de variable que ceux faits dans le paragraphe sur le calcul de la covariance des pentes en X et en Y, l'équation précédente devient alors :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial v}(u, v) \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u' + X_{0,j}, v' + Y_{0,j}) \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial u'}(u', v') \frac{\partial \varphi}{\partial v'}(u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \right\rangle \quad (5.116)$$

On peut montrer (voir annexe B) que

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \mu \partial \eta}(\mu, \eta) \quad (5.117)$$

En utilisant cette propriété, on arrive finalement à l'expression de $\langle p_{i,Y,k} p_{i',X,k'} \rangle$:

$$\langle p_{i,Y,k} p_{i',X,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k D_{k'}}{S_k S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s \partial t}(s, t) \otimes I_{kk'}(s, t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.118)$$

De plus, la matrice $\langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle$ étant symétrique, on aura alors $\langle p_{i,X,k} p_{i',Y,k'} \rangle = \langle p_{i,Y,k} p_{i',X,k'} \rangle$, soit

$$\langle p_{i,X,k} p_{i',Y,k'} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k D_{k'}}{S_k S_{k'}} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s \partial t}(s, t) \otimes I_{kk'}(s, t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.119)$$

On reconnaît dans ces deux expressions le produit de convolution de la fonction d'intercorrélation des sous-pupilles avec la dérivée seconde selon X et Y de la fonction de structure de phase .

Conclusion

Nous avons donc vu dans ces trois paragraphes l'expression des sous-matrices $\langle \mathbf{p}_i \mathbf{p}_{i'}^T \rangle$ intervenant dans la matrice de covariance des mesures $\langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle$. Connaissant ces matrices ainsi que la matrice de covariance du bruit \mathbf{C}_b , il est alors possible de calculer la matrice de covariance des mesures $\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle$. Il reste une autre matrice à calculer pour pouvoir déterminer la matrice de reconstruction optimale $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$, qui est la matrice de covariance entre la phase sur axe et les mesures en sortie des ASOs hors-axe. Ceci est l'objet du prochain paragraphe.

Calcul de la matrice de covariance entre la phase sur axe et les mesures

L'objet de ce paragraphe concerne le calcul analytique de la matrice $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle$ qui intervient dans l'expression de la matrice de reconstruction $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$.

Le vecteur Φ_{MD} est un vecteur à N_{act} éléments, qui s'écrit

$$\Phi_{MD} = \begin{pmatrix} a_{G,1} \\ a_{G,2} \\ \vdots \\ a_{G,N_{act}} \end{pmatrix} \quad (5.120)$$

On peut alors écrire que la phase de correction sur axe dans la pupille $\Phi_{G,corr}(\mathbf{r})$ s'écrit :

$$\Phi_{G,corr}(\mathbf{r}) = \sum_{m=1}^{N_{act}} a_{G,m} F_m(\mathbf{r}) \quad (5.121)$$

où $F_m(\mathbf{r})$ représente la m^e fonction d'influence du miroir déformable.

La phase dans la pupille issue de la galaxie $\Phi_G(\mathbf{r})$ s'écrit

$$\Phi_G(\mathbf{r}) = \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(\mathbf{r}) \quad (5.122)$$

où N_t est le nombre de couches turbulentes et $\varphi_j(\mathbf{r})$ la phase dans la couche d'altitude h_j .

On se place dans le cas général où la base formée par les fonctions d'influence du miroir est une base quelconque. Appelons \mathbf{b}_G le vecteur à N_{act} éléments dont chaque terme b_m est égal au produit scalaire de $\Phi_G(\mathbf{r})$ par la m^e fonction d'influence $F_m(\mathbf{r})$ du MD. Si (x,y) sont les coordonnées du vecteur \mathbf{r} repérant la position dans la pupille, on a :

$$b_m = \frac{1}{S} \iint_{\mathcal{P}} F_m(x,y) \Phi_G(x,y) dx dy \quad (5.123)$$

ce qui s'écrit encore

$$b_m = \frac{1}{S} \iint_{\mathcal{P}} F_m(x,y) \sum_{j=1}^{N_t} \varphi_j(x,y) dx dy \quad (5.124)$$

où S est la surface de la pupille et $\iint_{\mathcal{P}}$ signifie l'intégration sur la pupille. Le vecteur Φ_{MD} s'écrit alors

$$\Phi_{MD} = \Delta^{-1} \mathbf{b}_G \quad (5.125)$$

où Δ est la matrice de covariance géométrique de la base \mathcal{F} formée par les fonctions d'influence du miroir.

On rappelle que le vecteur de mesures \mathbf{m} contient toutes les mesures des ASOs hors-axe. On peut alors écrire

$$\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle = (\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_1^T \rangle, \langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_2^T \rangle, \dots, \langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_{N_{EA}}^T \rangle) \quad (5.126)$$

Je m'intéresse maintenant à chaque sous-matrice $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle$. On a $\mathbf{m}_i = \mathbf{p}_i + \mathbf{b}_i$. Par conséquent, la matrice $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle$ s'écrit :

$$\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle = \langle \Phi_{MD} \mathbf{p}_i^T \rangle + \langle \Phi_{MD} \mathbf{b}_i^T \rangle \quad (5.127)$$

Comme le vecteur Φ_{MD} contient les coefficients de la phase sur axe, ce vecteur est décorrélié du bruit \mathbf{b}_i . L'équation précédente se ré-écrit alors

$$\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle = \langle \Phi_{MD} \mathbf{p}_i^T \rangle \quad (5.128)$$

qu'on peut encore écrire

$$\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle = \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_i^T \rangle \quad (5.129)$$

On va donc s'intéresser maintenant à la matrice $\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_i^T \rangle$. On rappelle que le vecteur \mathbf{p}_i peut s'écrire

$$\mathbf{p}_i = \begin{pmatrix} \mathbf{p}_{i,X} \\ \mathbf{p}_{i,Y} \end{pmatrix} \quad (5.130)$$

ce qui donne

$$\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_i^T \rangle = (\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{i,X}^T \rangle, \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{i,Y}^T \rangle) \quad (5.131)$$

Intéressons-nous tout d'abord à la matrice $\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{i,X}^T \rangle$. Celle-ci s'écrit :

$$\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{i,X}^T \rangle = \begin{pmatrix} \langle b_{G,1} p_{i,X,1} \rangle & \langle b_{G,1} p_{i,X,2} \rangle & \dots & \langle b_{G,1} p_{i,X,N_{sp}} \rangle \\ \langle b_{G,2} p_{i,X,1} \rangle & \langle b_{G,2} p_{i,X,2} \rangle & \dots & \langle b_{G,2} p_{i,X,N_{sp}} \rangle \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \langle b_{G,N_{act}} p_{i,X,1} \rangle & \langle b_{G,N_{act}} p_{i,X,2} \rangle & \dots & \langle b_{G,N_{act}} p_{i,X,N_{sp}} \rangle \end{pmatrix} \quad (5.132)$$

Le terme général de cette matrice est donc $\langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle$. D'après l'équation (5.84), on a

$$p_{i,X,k} = \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x + h_{j,i,x} - x_k}{D_k}, \frac{y + h_{j,i,y} - y_k}{D_k} \right) \frac{\partial}{\partial x} \varphi_j(x,y) dx dy \quad (5.133)$$

$\langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle$ s'écrit donc

$$\begin{aligned} \langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle &= \left\langle \frac{D_k}{S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x + h_{j,i,x} - x_k}{D_k}, \frac{y + h_{j,i,y} - y_k}{D_k} \right) \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x,y) dx dy \right. \\ &\quad \left. \frac{1}{S} \sum_{j'=1}^{N_t} \iint f_m(x',y') \varphi_{j'}(x',y') dx' dy' \right\rangle \end{aligned} \quad (5.134)$$

Là encore, du fait de l'indépendance statistique des couches turbulentes, cette équation devient

$$\begin{aligned} \langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle &= \left\langle \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \Pi_k \left(\frac{x + h_{j,i,x} - x_k}{D_k}, \frac{y + h_{j,i,y} - y_k}{D_k} \right) \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x,y) dx dy \right. \\ &\quad \left. \iint f_m(x',y') \varphi_j(x',y') dx' dy' \right\rangle \end{aligned} \quad (5.135)$$

Posons $X_{0,j} = x_k - h_{i,j,x}$ et $Y_{0,j} = y_k - h_{i,j,y}$, et faisons le changement de variable $u = x + X_{0,j}$, $v = y + Y_{0,j}$, $u' = x'$ et $v' = y'$. On a alors $du = dx$, $dv = dy$, $du' = dx'$ et $dv' = dy'$. L'équation précédente s'écrit alors :

$$\langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle = \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iiint \Pi_k \left(\frac{u}{D_k}, \frac{v}{D_k} \right) f_m(u',v') \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u}(u - X_{0,j}, v - Y_{0,j}) \varphi_j(u',v') \right\rangle du dv du' dv' \quad (5.136)$$

Intéressons-nous au terme sous la moyenne. Si on fait le changement de variable $u = u' + s$ et $v = v' + t$, on peut écrire :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u} (u - X_{0,j}, v - Y_{0,j}) \varphi_j(u', v') \right\rangle = \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'} (u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \varphi_j(u', v') \right\rangle \quad (5.137)$$

On peut montrer (voir annexe B) que

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial x} (x + \mu, y + \eta) \right\rangle = -\frac{1}{2} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu} (\mu, \eta) \quad (5.138)$$

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y} (x + \mu, y + \eta) \right\rangle = -\frac{1}{2} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \eta} (\mu, \eta) \quad (5.139)$$

On a donc

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'} (u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \varphi_j(u', v') \right\rangle = -\frac{1}{2} \frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} (s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) \quad (5.140)$$

Le changement de variable effectué ci-dessus permet d'écrire $s = u - u'$ et $t = v - v'$. On a alors $ds = du$ et $dt = dv$. En insérant l'équation ci-dessus dans l'équation (5.136), on peut donc écrire

$$\langle b_{G,mp_{i,X,k}} \rangle = -\frac{1}{2} \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} (s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) ds dt \iint f_m(u', v') \Pi_k \left(\frac{u' + s}{D_k}, \frac{v' + t}{D_k} \right) du' dv' \quad (5.141)$$

On reconnaît dans l'intégrale

$$\iint f_m(u', v') \Pi_k \left(\frac{u' + s}{D_k}, \frac{v' + t}{D_k} \right) du' dv'$$

la fonction d'intercorrélation de la fonction d'influence $f_m(u', v')$ et de la fonction définissant la sous-pupille $\Pi_k(u'/D_k, v'/D_k)$ qu'on notera $I_{mk}(s, t)$. L'équation (5.141) devient donc

$$\langle b_{G,mp_{i,X,k}} \rangle = -\frac{1}{2} \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} (s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) I_{mk}(s, t) ds dt \quad (5.142)$$

On peut écrire

$$\frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} D_{\varphi,j}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) = -\frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} D_{\varphi,j}(X_{0,j} - s, Y_{0,j} - t)$$

L'équation (5.141) devient donc

$$\langle b_{G,mp_{i,X,k}} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \iint \frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} (X_{0,j} - s, Y_{0,j} - t) I_{mk}(s, t) ds dt \quad (5.143)$$

On reconnaît dans l'intégrale le produit de convolution de $\partial/\partial s D_{\varphi,j}(s, t)$ par $I_{mk}(s, t)$. On peut donc donner l'expression finale du terme $\langle b_{G,mp_{i,X,k}} \rangle$:

$$\langle b_{G,mp_{i,X,k}} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial s} (s, t) \otimes I_{mk}(s, t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.144)$$

Nous avons donc calculé $\langle b_{G,m} p_{i,X,k} \rangle$, qui est la covariance entre la pente en X de la k^e sous-pupille de l'ASO dirigé vers l'EA située dans la direction α_i . Les calculs du terme $\langle b_{G,m} p_{i,Y,k} \rangle$ se font de la même façon que précédemment, à cela près qu'on fait apparaître la covariance entre la phase et sa dérivée dans la direction verticale dans l'équation (5.136). En utilisant la propriété donnée dans l'équation (5.139), on arrive donc à l'expression finale de $\langle b_{G,m} p_{i,Y,k} \rangle$:

$$\langle b_{G,m} p_{i,Y,k} \rangle = \frac{1}{2} \frac{D_k}{S S_k} \sum_{j=1}^{N_t} \left[\frac{\partial D_{\varphi,j}}{\partial t}(s,t) \otimes I_{mk}(s,t) \right]_{X=X_{0,j}, Y=Y_{0,j}} \quad (5.145)$$

En effectuant les calcul pour les différentes sous-pupilles et les différentes fonctions d'influence, il est donc possible de calculer chaque sous-matrice $\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_i^T \rangle$. On peut alors calculer la matrice $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle$ par la relation $\langle \Phi_{MD} \mathbf{m}_i^T \rangle = \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_i^T \rangle$. En effectuant cette équation pour tous les ASOs situés dans les directions α_i , on aura donc :

$$\begin{aligned} \langle \Phi_{MD} \mathbf{m}^T \rangle &= (\langle \Phi_{MD} \mathbf{p}_1^T \rangle, \langle \Phi_{MD} \mathbf{p}_2^T \rangle, \dots, \langle \Phi_{MD} \mathbf{p}_{NEA}^T \rangle) \\ &= (\Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_1^T \rangle, \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_2^T \rangle, \dots, \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{NEA}^T \rangle) \\ &= \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}^T \rangle \end{aligned} \quad (5.146)$$

avec

$$\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}^T \rangle = (\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_1^T \rangle, \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_2^T \rangle, \dots, \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}_{NEA}^T \rangle) \quad (5.147)$$

Nous avons donc ici la matrice de covariance entre les mesures des analyseurs hors-axe et la phase sur axe dans la pupille projetée sur les fonctions d'influence du MD. Il est donc possible de déterminer l'expression de la matrice de reconstruction optimale $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$:

$$\mathbf{W}_{opt,SH,MD} = \Delta^{-1} \langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}^T \rangle (\langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle + \mathbf{C}_b)^{-1} \quad (5.148)$$

où Δ est la matrice de covariance géométrique de la base formée par les fonctions d'influence du MD, $\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}^T \rangle$ la matrice définie à l'équation (5.147), $\langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle$ la matrice de covariance des pentes et \mathbf{C}_b la matrice de covariance du bruit, toutes deux définies à l'équation (5.88).

Ce résultat de l'expression de la matrice de reconstruction dans le cas de la tomographie est à ma connaissance nouveau. En particulier dans l'expression de chaque sous-matrice qui est relativement simple, puisqu'elle fait intervenir seulement la fonction d'intercorrélation des différentes sous-pupilles ou la fonction d'intercorrélation des fonctions d'influence avec la fonction définissant la sous-pupille. Il faut alors effectuer le produit de convolution de ces fonctions avec la dérivée première ou seconde de la fonction de structure de phase, dont les expressions sont connues. On crée ainsi une carte à deux dimensions, dans laquelle il suffit d'aller chercher la valeur au point de coordonnées $(X_{0,j}, Y_{0,j})$, ces coordonnées étant simplement reliées à la séparation entre les différentes sous-pupilles des différents analyseurs, ou entre le centre du champ et la sous-pupille considérée. En tenant compte des différentes couches et de la force de la turbulence dans chaque couche (donnée par le paramètre de Fried local $r_{o,j}$), il est alors possible de connaître les corrélations des quantités **dans la pupille**.

L'avantage d'une telle matrice est qu'elle fait appel à tous les composants présents dans le système d'OA, à savoir le modèle d'ASO ainsi que les fonctions d'influence du MD. Il n'est donc pas nécessaire de passer par une base intermédiaire telle que celle des polynômes de Zernike comme expliqué précédemment.

Afin de valider ces calculs, j'ai effectué des simulations numériques du type Monte-Carlo permettant de comparer les valeurs données par les expressions analytiques avec les résultats en sortie des simulations. Cette comparaison est l'objet du prochain paragraphe.

Résultats

Je présente dans ce paragraphe un exemple de comparaison des formules analytiques présentés dans les deux paragraphes précédents avec le résultat de simulation Monte-Carlo.

Par manque de temps, je n'ai pu faire cette vérification que pour un cas, dont les conditions de simulation étaient :

- Pupille pleine carrée de 8m de côté, simulée sur 128 pixels.
- Un seeing de 0.8 arcsec pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5 \mu m$.
- Une turbulence monocouche du type Kolmogorov pleinement développée ($\mathcal{L}_0 = \infty$), située dans la pupille.
- Une EA sur axe.
- Un ASO Shack-Hartmann avec 2×2 sous-pupilles visant l'EA. La mesure se faisait avec un RSB infini ($\sigma_b^2 = 0$).
- Un MD dont les fonctions d'influence étaient les polynômes de Zernike 2 à 4 définis sur un support rectangulaire.

J'ai défini une pupille carrée pour accélérer les calculs, puisque les sous-pupilles étant aussi carrées, il n'y a lieu de calculer qu'une seule fois la fonction d'intercorrélation des sous-pupilles $I_{kk'}(s, t)$ ainsi que les fonctions d'intercorrélation $I_{mk}(s, t)$ des fonctions d'influence avec les sous-pupilles. J'ai aussi choisi de simuler une turbulence Kolmogorov pleinement développée (\mathcal{L}_0 infinie) car la fonction de structure D_φ ainsi que ses dérivées successives ont alors une expression relativement simple :

$$D_\varphi(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} (x^2 + y^2)^{5/6} \quad (5.149)$$

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial x}(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} \frac{5x}{3(x^2 + y^2)^{1/6}} \quad (5.150)$$

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial y}(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} \frac{5y}{3(x^2 + y^2)^{1/6}} \quad (5.151)$$

$$\frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial x \partial y}(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} \frac{-5xy}{9(x^2 + y^2)^{7/6}} \quad (5.152)$$

$$\frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial x^2}(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} \frac{5(2x^2 + 3y^2)}{9(x^2 + y^2)^{7/6}} \quad (5.153)$$

$$\frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial y^2}(x, y) = 6.88 r_0^{-5/3} \frac{5(3x^2 + 2y^2)}{9(x^2 + y^2)^{7/6}} \quad (5.154)$$

J'ai alors effectué une simulation Monte-Carlo où 500 écrans de phase décorrélés les uns des autres ont été tirés, puis sur lesquels les pentes en X et Y ont été mesurés à l'aide du module de simulation de Shack-Hartmann décrit au chapitre 3, ainsi que le produit scalaire de la phase dans la pupille avec les 4 fonctions d'influence du MD. La simulation d'une turbulence avec une échelle externe infinie a aussi nécessité l'utilisation des routines évoluées de simulation de la turbulence décrites à l'annexe A, permettant de rehausser les basses fréquences spatiales. Il y avait donc en sortie de la simulation un jeu de 500 vecteurs \mathbf{p} et \mathbf{b}_G , qui ont alors été utilisés pour calculer les matrices $\langle \mathbf{p} \mathbf{p}^T \rangle$ et $\langle \mathbf{b}_G \mathbf{p}^T \rangle$.

La figure 5.5.2 montre les cartes de covariance des pentes en X, des pentes en Y et des pentes en X et Y obtenues par les équations (5.110), (5.114) et (5.119). Pour des raisons de lisibilité, j'ai affiché ces cartes en palette de gris inversé. J'ai ensuite utilisé ces cartes pour calculer les différentes sous-matrices de la matrice $\langle \mathbf{m} \mathbf{m}^T \rangle$.

J'ai alors comparé la matrice de covariance des pentes obtenue de façon analytique avec celle obtenue par le calcul des covariances après la simulation Monte-Carlo. Les résultats de cette comparaison sont montrés sur la figure B.6, qui montre les matrices obtenues des deux façons ainsi que l'affichage

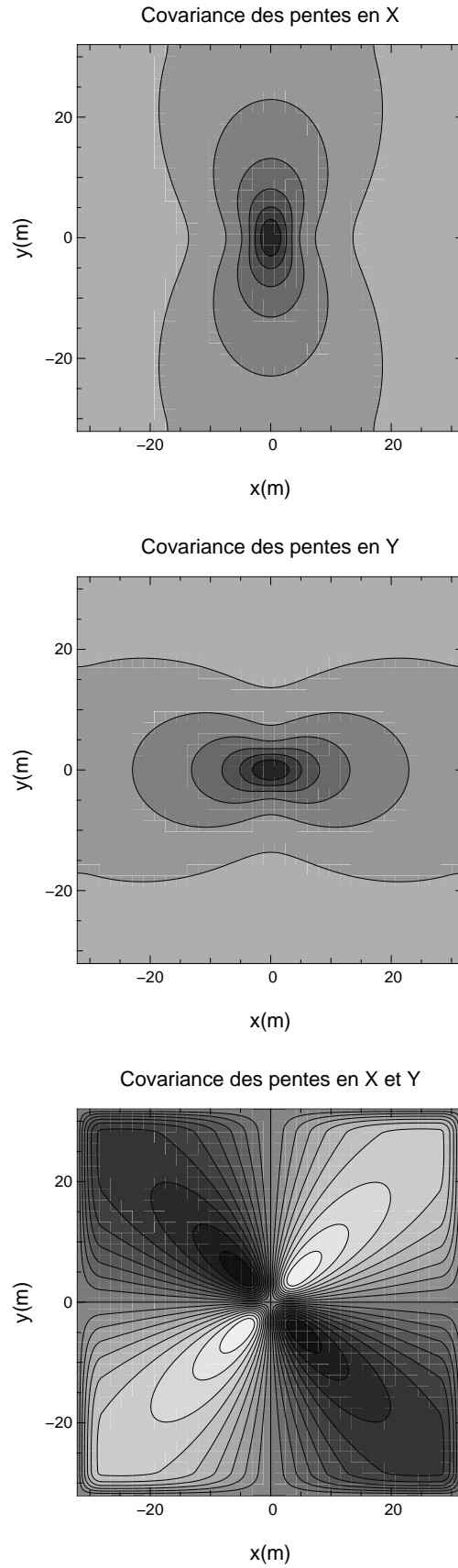


FIG. 5.15 – Cartes de covariance des pentes en X , des pentes en Y et des pentes en X et Y selon la séparation entre les sous-pupilles pour une turbulence Kolmogorov pleinement développée. Les contours sont des courbes d'égale corrélation, choisis comme multiple de 0.1. Les niveaux de gris sont d'autant plus clairs que la corrélation est basse.

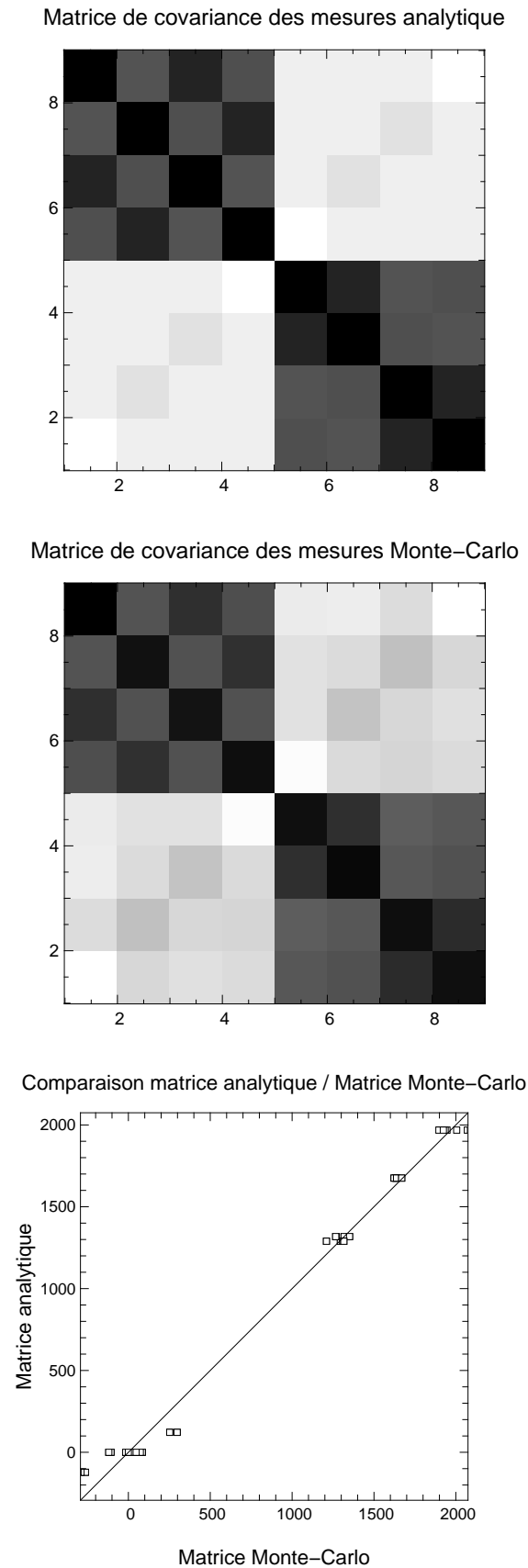


FIG. 5.16 – Matrices de covariance des pentes analytique (figure du haut) et obtenue après simulation Monte-Carlo (figure du milieu). La figure du bas montre l’affichage des valeurs de la matrice analytique en fonction des valeurs de la matrice obtenue après la simulation.

des valeurs de la matrice analytique en fonction des valeurs de la matrice obtenue après la simulation. Les résultats sont complètement en accord, puisqu'une régression linéaire donne une pente de 1.006 et une ordonnée à l'origine de seulement 0.142.

De la même façon, j'ai utilisé les formules données dans les équations (5.144) et (5.145) pour calculer les cartes de covariance entre les modes et les pentes des ASOs, et ainsi déterminer la matrice de covariance $\langle \mathbf{b}_{GP} \mathbf{p}^T \rangle$. La figure B.6 montre un tel exemple de cartes de covariance entre le polynôme de Zernike Z_4 et les pentes en X et en Y de l'ASO considéré dans la simulation.

J'ai ensuite également effectué la comparaison entre la matrice analytique et la matrice déterminée à partir des données en sortie de la simulation Monte-Carlo. Les résultats de cette comparaison sont montrés sur la figure 5.5.2, qui montre les matrices obtenues des deux façons ainsi que l'affichage des valeurs de la matrice analytique en fonction des valeurs de la matrice obtenue après la simulation. Les résultats sont là aussi complètement en accord, puisqu'une régression linéaire donne une pente de 0.991 et une ordonnée à l'origine de seulement 0.164.

Nous voyons donc que ces résultats valident les calculs menés dans les paragraphes précédents. Il faut toutefois faire attention aux hypothèses, puisque je ne considérais dans cette étude qu'une seule EA avec une seule couche turbulente, de surcroît localisée dans la pupille du télescope, impliquant donc des effets d'anisoplanétisme nuls. Je n'ai malheureusement pas eu le temps d'étudier des cas plus réalistes des conditions que l'on rencontrerait avec le système d'OA de FALCON avec plusieurs EAs et plusieurs couches turbulentes. Il serait donc intéressant de mener cette étude, en comparant dans un premier temps les matrices obtenues de manière analytique ou après simulations afin de calculer la matrice de reconstruction $\mathbf{W}_{opt,SH,MD}$, puis en injectant cette matrice dans une simulation totale du système afin de pouvoir quantifier précisément ses performances.

Les équations trouvées dans les paragraphes précédents devraient également être applicables à un système d'Optique Adaptative Multiconjuguée avec plusieurs miroirs déformables. Dans ce cas, l'expression de la matrice de covariance des mesures ne change pas, mais c'est la matrice de covariance des modes de chaque miroir déformable conjugué en altitude et des mesures qui change. Il me paraît important d'explorer cette voie pour l'expression d'une matrice optimale de commande d'un système d'OAMC où tous les calculs se font dans la base des fonctions d'influence des miroirs déformables. En effet, les études faites jusqu'à présent dans la littérature de calcul de matrice de reconstruction optimale ont pour la plupart considéré des systèmes travaillant dans la base des polynômes de Zernike, mais ne considéraient pas les fonctions d'influence réelles des différents miroirs d'un tel système.

5.6 Conclusion

L'objet de ce chapitre était la présentation du système d'OA de FALCON. Comme il l'a été montré, le concept de FALCON est réellement innovant, car il nécessite de paver le plan focal (champ de 25 arc-min) du VLT avec au moins 15 dispositifs d'OA miniaturisés capables de mesurer et de corriger la phase turbulente, et d'utiliser un nombre triple d'analyseurs de surface d'onde également miniaturisés. Ceci nécessite des développements technologiques conséquents, dont certains sont actuellement en cours au GEPI, notamment l'intégration d'un micro-miroir déformable de la marque OKO à 37 actionneurs (pupille de 15 mm de diamètre) dans un "bouton" (dispositif d'OA miniaturisé) de 50 mm de diamètre.

Une autre difficulté et non des moindres est la stratégie choisie pour rendre l'Optique Adaptative possible. Comme nous l'avons vu précédemment, ni l'OA classique ni l'OAMC ne sont utilisables pour répondre aux spécifications de FALCON du point de vue de la couverture de ciel ou du champ qu'il faut pouvoir étudier. Quant à l'étoile laser, le grand nombre de régions à corriger simultanément ne

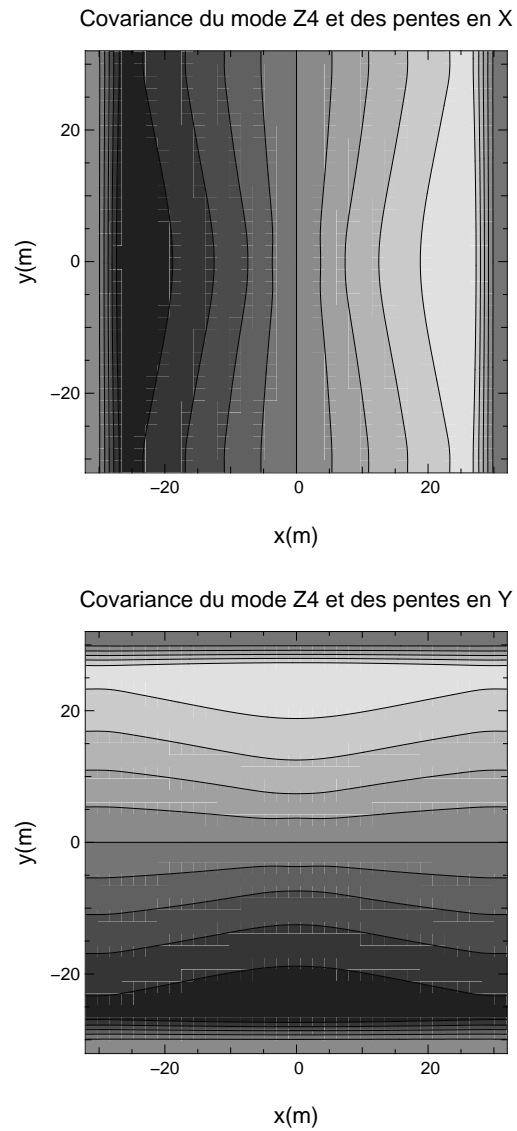
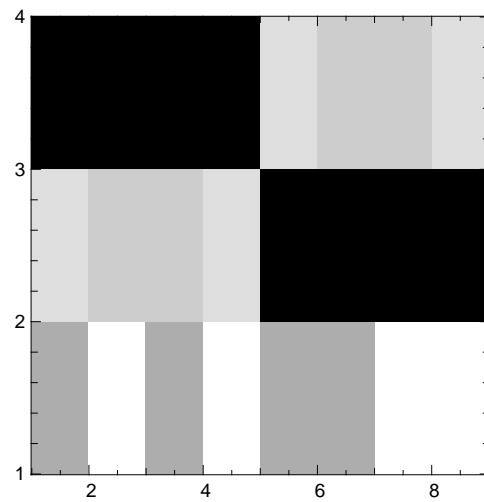
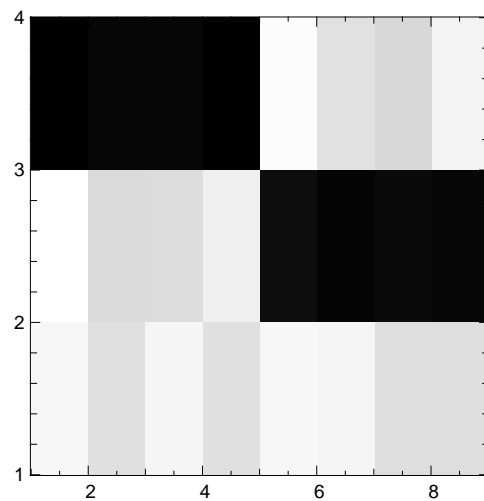


FIG. 5.17 – Cartes de covariance des pentes en X et des pentes en Y avec le polynôme de Zernike Z_4 selon l'éloignement de la sous-pupille avec le centre du champ pour une turbulence Kolmogorov pleinement développée. Les contours sont des courbes d'égale corrélation, choisis comme multiple de 0.2. Les niveaux de gris sont d'autant plus clairs que la corrélation est basse.

Matrice de covariance modes / mesures analytique



Matrice de covariance modes / mesures Monte-Carlo



Comparaison matrice analytique / Matrice Monte-Carlo

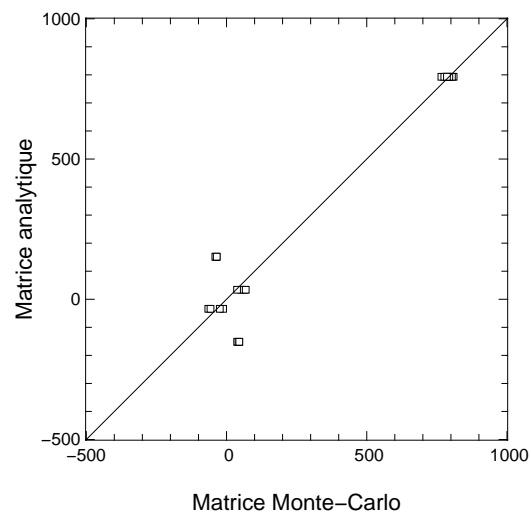


FIG. 5.18 – Matrices de covariance des modes et des pentes analytique (figure du haut) et obtenue après simulation Monte-Carlo (figure du milieu). La figure du bas montre l’affichage des valeurs de la matrice analytique en fonction des valeurs de la matrice obtenue après la simulation.

permet pas son utilisation, puisqu'il faudrait alors **au moins 15** étoiles laser, rendant exorbitant le coût d'un tel instrument. La solution que nous avons choisie pour FALCON est d'utiliser les techniques de tomographie pour chaque intégrale de champ, c'est à dire de combiner les mesures des différents ASOs visant les EAs autour de la galaxie pour en déduire la perturbation de front d'onde subie par la galaxie et être capable de la corriger à l'aide du MD situé devant l'intégrale de champ. Ceci serait répété autant de fois qu'il y a de régions à corriger, nécessitant une forte infrastructure du point de vue des systèmes temps-réel. Mais l'utilisation de la tomographie pose toutefois d'autres problèmes, notamment du point de vue de la boucle d'asservissement cette fois-ci. En effet, étant donné que les ASOs hors-axe n'ont pas de retour optique de la part du MD chargé de corriger la galaxie, une telle architecture correspond alors à un système du type "boucle-ouverte", qui comme on l'a vu ne garantit pas que la correction effectuée par le MD soit exactement celle imposée par les commandes déterminées à partir des mesures hors-axe.

J'ai déterminé dans ce chapitre la matrice de reconstruction optimale dans le cas de la tomographie permettant de minimiser la variance de phase résiduelle sur axe à partir des mesures hors-axe. Cette matrice suppose un système où il est possible de reconstruire la phase sur les polynômes de Zernike à partir des mesures des ASOs hors-axe, ainsi qu'un MD dont les fonctions d'influence sont également les polynômes de Zernike. L'expression analytique de cette matrice montre qu'il est alors nécessaire de connaître le bruit sur chaque analyseur ainsi que la répartition en altitude de la turbulence. Ces deux quantités sont en fait accessibles grâce aux mesures des analyseurs. En effet, la variance de bruit est directement liée à la magnitude de l'EA ainsi qu'aux caractéristiques du système telles que la transmission optique et le bruit de lecture. Dans le cas d'un système réel, ces quantités seront forcément connues. Du point de vue du profil de turbulence, l'utilisation de **toutes** les mesures en sortie de **tous** les ASOs situés dans le plan focal devrait permettre de remonter à cette quantité, notamment en adaptant la technique du *SLODAR* à un nombre d'ASOs supérieur à 2.

Afin de déterminer les performances du système d'OA tel que celui présenté dans ce chapitre, j'ai alors développé un code complet de simulation d'une Optique Adaptative évoluée utilisant les techniques de tomographie. Ce code a dans un premier temps supposé les dispositifs présentés ci-dessus, à savoir justement des ASOs capables de reconstruire la phase sur les polynômes de Zernike et dont les fonctions d'influence sont ces mêmes polynômes. La prise en compte du bruit de mesure est possible et se manifeste ensuite en incorporant une loi de propagation du bruit dans la reconstruction sur les Zernike. J'ai amélioré plus tard ce code en y incorporant des modules de simulation d'éléments réels d'un système d'OA tel qu'un analyseur du type Shack-Hartmann ou un MD avec des fonctions d'influence quelconques. Ce système permet d'utiliser un nombre quelconque d'EA autour de la galaxie avec une magnitude arbitraire. Il faut également noter que l'aspect temporel n'a pas été pour l'instant introduit dans ce logiciel, mais il devrait pouvoir se faire sans problèmes.

Ce logiciel m'a servi à étudier les performances de la matrice de reconstruction optimale évoquée précédemment. La première chose concerne le champ dans lequel on peut aller prélever les EA. Les simulations ont montré qu'il est possible de bien reconstruire la phase sur axe même lorsque les EAs sont situées jusqu'à 2 minutes d'arc de la galaxie. Ces conditions sont fortement probables aux hautes latitudes galactiques où FALCON travaillera. Un autre point important a montré que la matrice de reconstruction n'est pas sensible à la valeur de l'échelle externe, ce qui est d'autant mieux puisque ce paramètre n'est pas directement mesurable. Toujours en ce qui concerne la turbulence, j'ai montré qu'une bonne connaissance du profil était souhaitable, mais qu'une incertitude de ± 1 km sur la hauteur des couches turbulentes et de $\pm 10\%$ sur la force de la turbulence dégradait peu les performances de la reconstruction de la phase sur axe.

Les polynômes de Zernike sont très appréciés dans les études théoriques en OA car leurs propriétés vis-à-vis de la turbulence sont bien connues. Mais il n'existe pas aujourd'hui de dispositif directement capable de mesurer ces polynômes ou de les générer afin de corriger la phase. Aussi me suis-je intéressé dans la dernière section de ce chapitre à une expression de la matrice de reconstruction optimale de la phase sur axe dans le cas où on introduit des éléments **réels** d'un système d'OA, à savoir plusieurs ASOs du type Shack-Hartmann et un MD avec des fonctions d'influence quelconques. J'ai dans un premier temps considéré une matrice où s'effectuait un passage intermédiaire par la base des polynômes de Zernike. Le problème d'une telle approche est qu'il faut reconstruire les fonctions d'influence sur un grand nombre de polynômes pour s'assurer que le contenu dans les hautes fréquences spatiales soit suffisamment représenté. Aussi ai-je développé une autre expression de la matrice de reconstruction optimale où cette fois-ci **tous** les calculs se font dans la base du miroir. Les expressions trouvées dans le paragraphe correspondant sont à ma connaissance nouvelles, et montrent en fait une expression analytique relativement simple permettant facilement leur calcul numérique. Je n'ai malheureusement pas eu le temps d'incorporer la matrice de reconstruction ainsi-calculée dans une simulation d'un système avec la même configuration que FALCON. Mais la comparaison entre les expressions analytiques des sous-matrices de la matrice de reconstruction et leurs expressions trouvées d'après des simulations Monte-Carlo laissent penser que les calculs développés sont valides. Il faut de plus noter que l'expression de cette matrice de reconstruction optimale est non seulement valable pour un système de tomographie où la correction de la phase se fait dans la pupille pour une direction particulière, mais qu'elle devrait aussi être applicable à un système d'Optique Adaptative Multiconjuguée avec plusieurs miroirs déformables conjugués des couches turbulentes. Là aussi, l'étude mérite d'être faite.

Il me paraît important de parler dans la conclusion de ce chapitre qu'une autre approche est aussi en voie d'étude depuis quelques temps pour coupler l'Optique Adaptative et la spectroscopie 3D. Cette approche consiste à moyenner les mesures de **tous** les analyseurs situés dans un grand champ pour alors commander un miroir déformable conjugué de la pupille et corrigeant tout le champ. On corrige alors uniquement la turbulence dans la pupille ou concentrée près du sol. Cette technique, dite de "*correction de la couche au sol*"² (Rigaut 2002) sera utilisée sur l'instrument MUSE (Henault et al. 2003), qui est un spectrographe par intégrale de champ de seconde génération pour le VLT fonctionnant dans le visible (entre 0.48 et 1 μm) et fournissant une résolution spatiale de 0.2 arcsec sur un champ de 1×1 arcmin². Le système d'Optique Adaptative est toutefois très ambitieux, puisqu'il nécessitera 4 étoiles laser et des analyseurs Shack-Hartmann avec au moins 20×20 sous-pupilles (Le Louarn et Hubin 2004). L'objectif d'un tel système est de gagner d'un facteur 2 dans une ouverture de 0.2×0.2 arcsec². Il faut noter que la correction du front d'onde sur tout le champ peut alors se faire à l'aide d'un miroir secondaire adaptatif (Arsenault et al. 2004). Cette idée de correction de la couche au sol paraît donc intéressante, mais est toutefois directement liée à la condition que la majeure partie de la turbulence soit en effet localisée près de la pupille, ce qui n'est pas toujours le cas.

Ce chapitre avait donc pour objet la présentation du système d'OA de FALCON, des problèmes qui se posaient pour un tel système et des solutions qui ont été déterminées pour y remédier le mieux possible. Je vais donc décrire dans le prochain chapitre des résultats donnant une première estimation des performances de FALCON sur le ciel, résultats entièrement obtenus à l'aide du code de simulation présenté dans ce chapitre.

2. *Ground-Layer Adaptive Optics* (GLAO) en anglais.

Chapitre 6

Le système d'OA de FALCON : performances

6.1 Présentation de l'étude

Je vais présenter dans ce chapitre les résultats que j'ai obtenus avec le code de simulation de l'Optique Adaptative de FALCON décrit au chapitre précédent.

Ces résultats ont été obtenus dans le cadre d'un contrat signé avec l'ESO, contrat rentrant dans les études d'instruments de génération future pour le VLT équipés d'OAMC ou de systèmes dérivés. Le premier objectif de ce contrat était de réaliser une étude système du concept d'Optique Adaptative utilisé sur FALCON et qui a été décrit au chapitre précédent. J'ai donc mené cette étude système à l'aide du code de simulation de l'OA de FALCON que j'ai développé.

Cette étude système avait pour but d'obtenir un premier dimensionnement du système d'OA, en terme de nombre d'actionneurs sur le miroir déformable et de nombre de sous-pupilles de l'analyseur. L'analyse a donc porté sur l'évolution du couplage (fraction de lumière) dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ sur une source ponctuelle pour des conditions atmosphériques médianes du Cerro Paranal en fonction du nombre de modes analysés et corrigés. En effet, comme l'a montré le chapitre 1, une amélioration significative du couplage dans une ouverture de 0.25 arcsec (correspondant à environ 1 kpc pour $1 \leq z \leq 3$) est indispensable pour les études des galaxies lointaines.

L'étude a porté sur le gain apporté par la tomographie dans les bandes J et H. De plus, je me suis intéressé à l'aspect couverture de ciel puisque trois champs situés à des latitudes galactiques $b \approx -90^\circ$, $b \approx -60^\circ$ et $b \approx -30^\circ$ ont été utilisés afin d'obtenir des statistiques sur les performances de FALCON et sur le gain apporté par la tomographie en fonction de la latitude galactique.

Comme nous le verrons dans ce chapitre, le besoin d'une spécification précise du point de vue scientifique se révèle crucial pour émettre des conclusions sur le dimensionnement d'un tel système. Ceci me paraît important du point de vue de la méthodologie à suivre. En effet, l'étude dans le chapitre 1 s'intéressant au gain effectif apporté par l'OA sur le RSB spectroscopique n'avait pas encore été faite lorsque les conclusions de l'étude système ont été rendues. Si on considère qu'un tel instrument existait aujourd'hui, le paramètre dimensionnant *in fine* serait le RSB spectroscopique sur la raie utilisée pour déterminer le champ de vitesse de la galaxie observée et ses capacités en terme de résolution spatiale. Plusieurs spécifications ont donc été envisagées et elles seront présentées plus loin dans ce chapitre.

Je commencerai par m'intéresser dans ce chapitre à la densité surfacique des étoiles selon la latitude galactique. En effet, les performances de la tomographie sont directement reliées à la distribution des étoiles (distance et magnitude) autour de l'objet central. Je définirai alors le critère utilisé à l'époque de ces études pour définir notre spécification, critère qui n'est pas définitif et qui reste à préciser. Je parlerai alors des caractéristiques des analyseurs de surface d'onde et du miroir déformable utilisés dans les simulations, et en particulier du rôle critique tenu par l'analyseur. Les paragraphes suivants seront alors consacrés aux résultats obtenus grâce aux simulations, qui seront ensuite discutés.

6.2 Statistiques stellaires, comptage d'étoiles

Comme il l'a été dit au chapitre 3, la limitation majeure de la couverture du ciel de l'OA classique est causée par l'anisoplanétisme dû à la répartition en altitude de l'atmosphère. Comme il est extrêmement difficile de trouver une étoile brillante dans le domaine isoplanétique, l'OA classique n'est donc utilisable que sur moins de 1% du ciel. Ces limitations ont donc fortement motivé le développement des techniques de tomographie présentées au chapitre 4.

Nous avons vu qu'il sera obligatoire d'utiliser ces techniques sur FALCON, du fait des hautes latitudes de travail nécessaires à l'étude des galaxies lointaines dans des conditions favorables. Un point crucial est d'avoir alors des statistiques sur les performances de l'Optique Adaptative à de telles latitudes galactiques. L'approche que j'ai choisie pour déterminer cette statistique a été de simuler pour chaque latitude galactique la correction par OA sur un grand nombre de triplets d'étoiles d'analyse. Chaque triplet consistait en un tableau contenant pour chaque étoile sa position relativement à l'objet central ainsi que sa magnitude. Cette configuration était alors utilisée pour simuler la FEP corrigée par OA et déterminer ainsi le couplage dans des ouvertures de taille variable.

L'obtention de telles statistiques nécessite d'avoir des données sur la répartition surfacique des étoiles dans le ciel. De telles données sont accessibles de plusieurs manières : soit en utilisant des catalogues d'étoiles répertoriées à partir d'observations au sol ou en orbite, soit à l'aide de modèles de distribution d'étoiles dans la galaxie à partir desquels on va générer des champs synthétiques.

L'utilisation de catalogues d'étoiles est *a-priori* la solution la plus simple pour connaître la répartition surfacique des étoiles selon la direction où l'on va observer. Les premières études sur FALCON (Hammer et al. 2002) avaient utilisé cette méthode en se basant sur des tables qui contenaient chacune 100 positions aléatoires dans des champs centrées sur différentes coordonnées galactiques, et qui donnaient pour chaque position la position des étoiles les plus proches. J'ai considéré au départ 4 tables centrées sur les coordonnées suivantes :

1. $\alpha = 0h51'35''$, $\delta = -28^\circ45'4'' \Leftrightarrow l = 280.2^\circ$, $b = -88.5^\circ$
2. $\alpha = 22h43'30''$, $\delta = -39^\circ19'9'' \Leftrightarrow l = 0.3^\circ$, $b = -61.4^\circ$
3. $\alpha = 23h5'14''$, $\delta = -1^\circ7'17'' \Leftrightarrow l = 75.2^\circ$, $b = -53.8^\circ$
4. $\alpha = 20h58'40''$, $\delta = -4^\circ49'59'' \Leftrightarrow l = 44.5^\circ$, $b = -30.9^\circ$

Les résultats issus d'études sur la première table ont fait l'objet d'une contribution orale à la conférence SPIE *Remote Sensing 2003* (Assémat et al. 2004). J'ai toutefois vérifié ensuite ces tables afin de m'assurer de leur validité. Dans un premier temps, j'ai comparé la distribution des étoiles avec les formules analytiques de Bahcall et Soneira (1980), qui donnent des modèles de densité surfacique d'étoiles donnés pour n'importe quelle longitude galactique l et n'importe quelle latitude galactique b , en bande B ou V. En l'occurrence j'ai comparé les résultats donnés par la formule pour la bande V avec les magnitudes en bande R dans nos catalogues. Même si les bandes ne sont pas les mêmes, cette

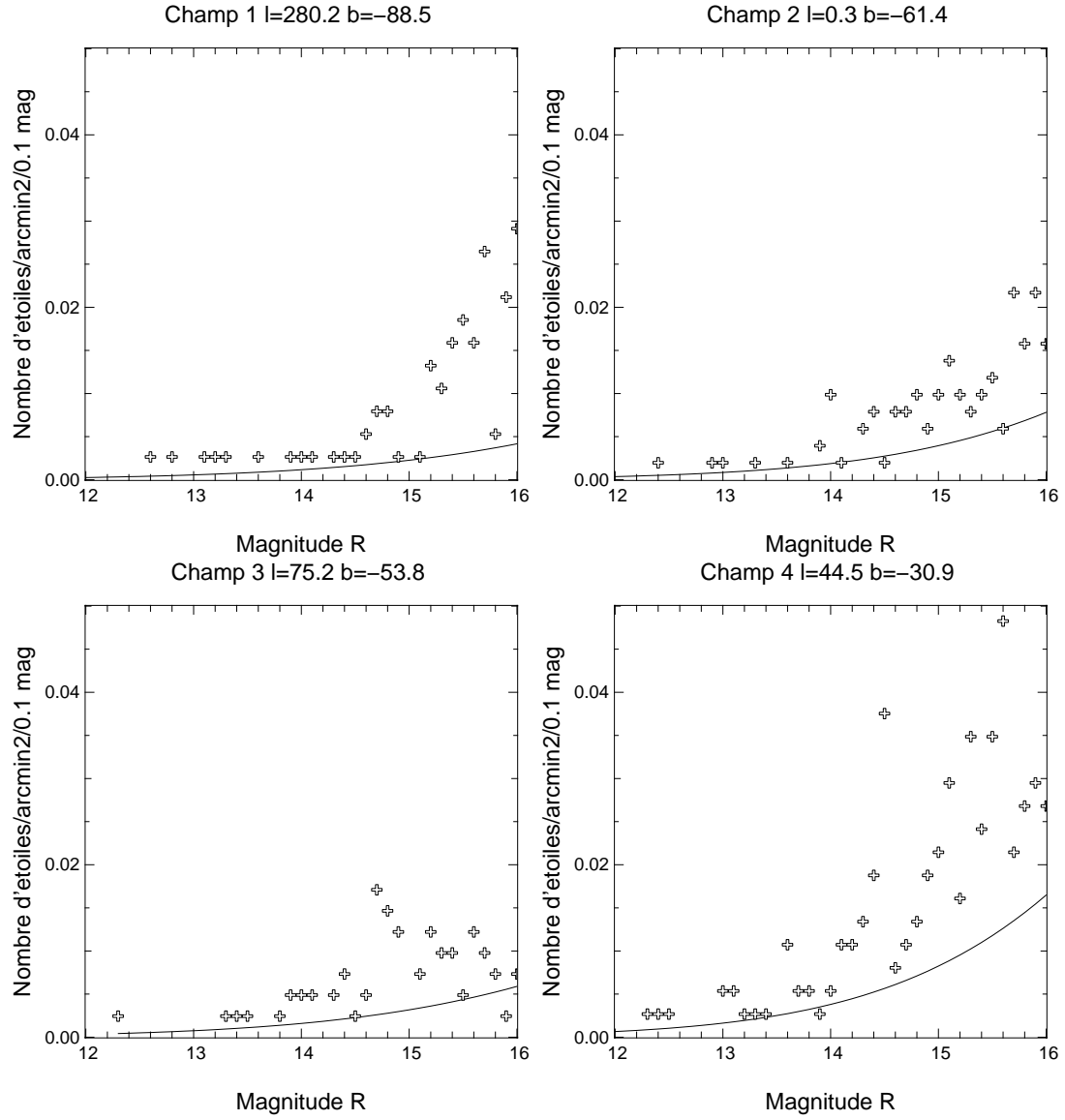


FIG. 6.1 – Comparaison entre la densité surfacique d'étoile par magnitude en bande V (trait plein, d'après les formules analytiques de Bahcall et Soneira (1980)) et en bande R mesurée sur les catalogues (croix) pour les quatre catalogues utilisés pour la vérification.

comparaison permet d'avoir une première estimation de la validité des tables utilisées. Les résultats de cette comparaison sont montrés sur la figure 6.1. Comme on peut le voir sur cette figure, il y a deux choses étranges. La première est qu'on s'attend à voir la densité surfacique d'étoiles observée augmenter avec une baisse de la latitude galactique b . Or la densité surfacique d'étoiles est plus importante pour $b \approx 90^\circ$ que pour $b \approx 53^\circ$, ce qui est paradoxal. L'autre chose étrange est que les points observés sont systématiquement au dessus de la courbe prédite par le modèle.

J'ai alors étudié plus en détail la première table (centrée près du pôle galactique sud) en re-vérifiant les magnitudes des étoiles avec celles données par le catalogue USNO-A2.0 (Monet et al. 1998), accessible en ligne. Cette table contenait en tout 108 étoiles différentes. J'ai retrouvé ces étoiles dans le catalogue USNO-A2.0, et j'ai comparé leurs magnitudes avec celles stockées dans la table. Sur ces 108 étoiles, 99 (soit 92%) avaient une magnitude en R inférieure à la magnitude du catalogue USNO. La sur-estimation moyenne dans cette table était alors de -1.6 magnitude (avec une dispersion de 0.6 mag), ce qui est loin d'être négligeable. En effet, j'ai défini dans les simulations une magnitude limite qui était la magnitude maximale des étoiles utilisées pour effectuer l'analyse de front d'onde. Une erreur dans la magnitude des étoiles aura donc des conséquences non négligeables sur le système d'OA, en particulier sur la distance des plus proches étoiles utilisées pour effectuer la tomographie. Ainsi, les étoiles dans les catalogues originaux avaient toutes $R \leq 16.5$, tandis que le catalogue USNO-A montrait que les magnitudes réelles de ces étoiles pouvaient atteindre $R = 18$.

Nous voyons donc que ces erreurs photométriques sur la magnitude des étoiles peuvent être la source d'erreurs dans les hypothèses utilisées pour la simulation. Il y a de plus un autre problème dans l'utilisation de ces catalogues, qui est leur possible incomplétude, c'est à dire que toutes les étoiles jusqu'à une certaine magnitude limite ne seront pas forcément répertoriées. Ceci a donc motivé le développement d'une méthode de génération numérique de champs stellaires, qui est présentée au prochain paragraphe.

6.2.1 Simulation numériques de champs stellaires

Je vais décrire dans ce paragraphe une méthode permettant de générer de façon numérique des champs stellaires, qui pourront alors être utilisés pour effectuer les simulations et ainsi avoir des statistiques sur les performances de FALCON.

Le point de départ de cette méthode nécessite la connaissance au préalable de la répartition des étoiles selon les coordonnées du champ observé, qu'on peut ramener dans le système de coordonnées galactiques (l, b) . J'ai cité au paragraphe précédent les travaux de Bahcall et Soneira (1980), qui ont en particulier donné des formules analytiques de densité surfacique d'étoiles en fonction des coordonnées galactiques. Le problème est que ces formules donnent les densités en bande B et V, tandis qu'on a plutôt l'habitude d'utiliser la bande R pour les études théoriques des systèmes d'OA. En effet, on retrouve surtout des étoiles rouges dès lors que l'on s'éloigne du plan galactique, donc le fait de travailler à une telle bande spectrale permet de s'assurer qu'on maximisera le nombre d'étoiles utilisables pour effectuer l'analyse de front d'onde quelque soit la latitude galactique. D'un autre côté, le détecteur utilisé sur l'ASO est toujours conçu pour couvrir le plus grand domaine spectral possible. Ainsi, le détecteur de l'ASO visible de NAOS a une bande spectrale couvrant tout le domaine visible, allant de $0.45 \mu m$ à $1 \mu m$ (Feautrier et al. 2003).

Il est donc nécessaire de connaître la répartition des étoiles en bande R en fonction des coordonnées galactiques. J'ai utilisé pour cela des densités d'étoiles obtenues à l'aide du *modèle de Besançon*

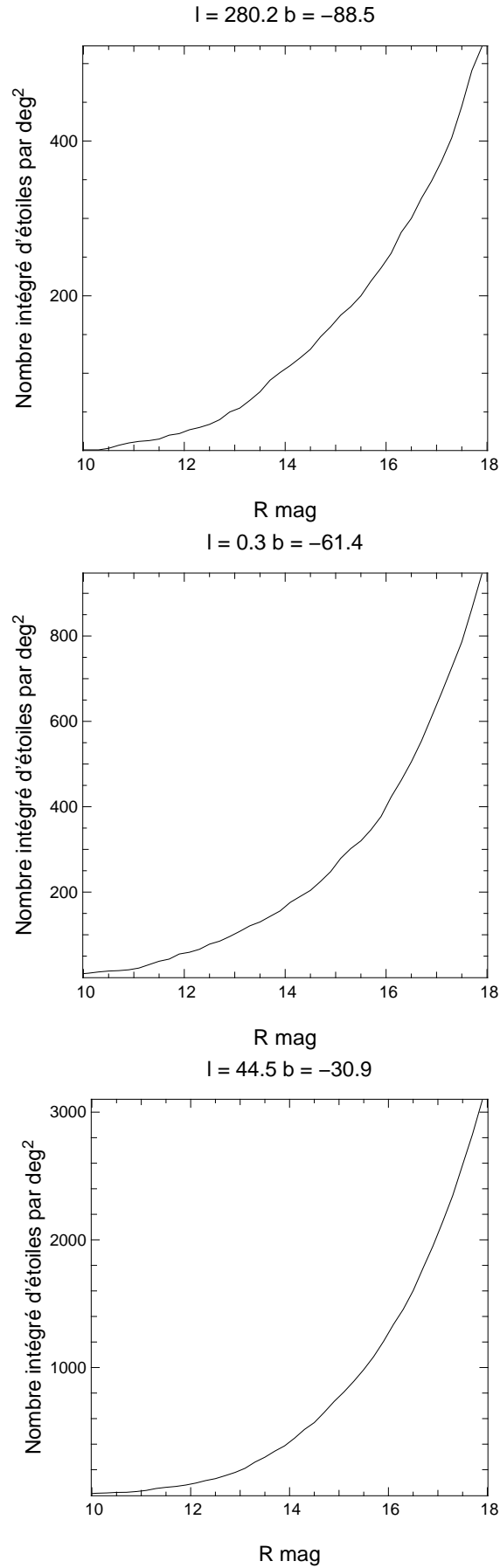


FIG. 6.2 – Densités intégrées d'étoiles par degré carré en bande R en fonction de la magnitude données par le modèle de Besançon pour trois latitudes galactiques de $b \approx -90^\circ$ (en haut), $b \approx -60^\circ$ (au milieu) et $b \approx -30^\circ$ (en bas).

b	$N(m_{max} = 16)$	$N(m_{max} = 17)$	$N(m_{max} = 18)$
-30°	1271	2048	3096
-60°	400	639	946
-90°	246	361	522

TAB. 6.1 – Nombre d'étoiles par degré carré en fonction de la latitude galactique b et de la magnitude m_{max}

(Robin et al. 2003), qui est un modèle de population stellaires de la galaxie¹. La figure 6.2 montre ainsi le nombre intégré d'étoiles par degré carré en fonction de la magnitude en bande R pour trois champs que j'ai étudiés situés à des latitudes galactiques $b \approx -90^\circ$, $b \approx -60^\circ$ et $b \approx -30^\circ$. Appelons $N(m_{max})$ le nombre total d'étoiles jusqu'à la magnitude m_{max} dans une certaine surface S , et $F(m)$ le nombre intégré d'étoiles jusqu'à la magnitude m_{max} en fonction de la magnitude m , mais ramené dans l'intervalle $[0; 1]$. La méthode pour générer des champs stellaires est basée sur celle expliqué au chapitre 7 de *Numerical Recipes* (Press et al. 1992). Elle consiste à générer un nombre aléatoire x dans l'intervalle $[0; 1]$, puis à retrouver la magnitude correspondante définie par $m = F^{-1}(x)$. La répartition des étoiles étant supposée uniforme, on génère alors des coordonnées aléatoires dans le domaine angulaire de surface S . Le processus est répété autant de fois qu'il y a d'étoiles $N(m_{max})$. J'ai ainsi pu générer trois champs stellaires en utilisant les densités montrées sur la figure 6.2. Dans notre cas, on avait $S = 1 \text{ deg}^2$, et la table 6.2 montre donc le nombre intégré d'étoiles $N(m_{max})$ par degré carré donnés par le modèle de Besançon pour les trois latitudes galactiques et pour m_{max} valant 16, 17 et 18.

6.2.2 Distances des plus proches étoiles

Je vais m'intéresser dans ce paragraphe aux distances des premières, deuxièmes et troisièmes étoiles utilisées pour effectuer l'analyse de front d'onde dans le cas de la tomographie. Les résultats dans ce paragraphe sont à ma connaissance nouveaux, puisque je n'ai pas vu jusqu'à présent dans la littérature de telles formules analytiques.

Appelons σ_* la densité surfacique d'étoiles, c'est à dire le nombre d'étoiles par unité de surface. Par exemple, le paragraphe précédent a montré qu'on a $\sigma_* = 246$ étoiles par degré carré pour $m_{max} = 16$ et $b = -90^\circ$, soit $\sigma_* = 0.07$ étoiles par arcmin². Donc, si on appelle $\mathcal{N}(r)$ le nombre moyen d'étoiles dans un cercle de rayon r (en arcmin), on aura $\mathcal{N}(r) = \pi\sigma_*r^2$. Comme la distribution spatiale des étoiles suit une loi de probabilité uniforme, le nombre d'étoiles que l'on trouvera dans une aire de surface πr^2 suit une loi de Poisson. Ainsi, la probabilité d'avoir k étoiles dans l'aire de surface πr^2 s'écrit :

$$P(\xi = k) = \frac{\mathcal{N}^k(r)}{k!} \exp(-\mathcal{N}(r)) \quad (6.1)$$

Dès lors, la probabilité qu'il y ait **une** étoile à une distance supérieure à r est encore égale à la probabilité qu'il n'y ait **aucune** étoile dans l'aire de surface πDr^2 , c'est à dire $P(\xi = 0) = \exp(-\mathcal{N}(r)) = \exp(-\pi\sigma_*r^2)$. Et donc, la probabilité qu'il y ait **une** étoile à une distance D_1 inférieure ou égale à r s'écrit :

$$P_1(r) = P(D_1 \leq r) = 1 - P(\xi = 0) = 1 - \exp(-\mathcal{N}(r)) = 1 - \exp(-\pi\sigma_*r^2) \quad (6.2)$$

et on reconnaît la fonction de répartition $P_1(r)$ de la variable aléatoire D_1 , cette dernière étant la distance de la première étoile. La probabilité qu'il y ait donc **une** étoile à une distance comprise entre

1. Il faut noter que j'ai récemment trouvé sur le site web du télescope Gemini une note technique écrite par Doug Simmons donnant des formules analytiques simples de distribution d'étoiles en bande R pour une latitude galactique quelconque. Ce document est téléchargeable à l'adresse suivante : <http://www.us-gemini.noao.edu/documentation/webdocs/tn/tn-ps-g0030.ps>

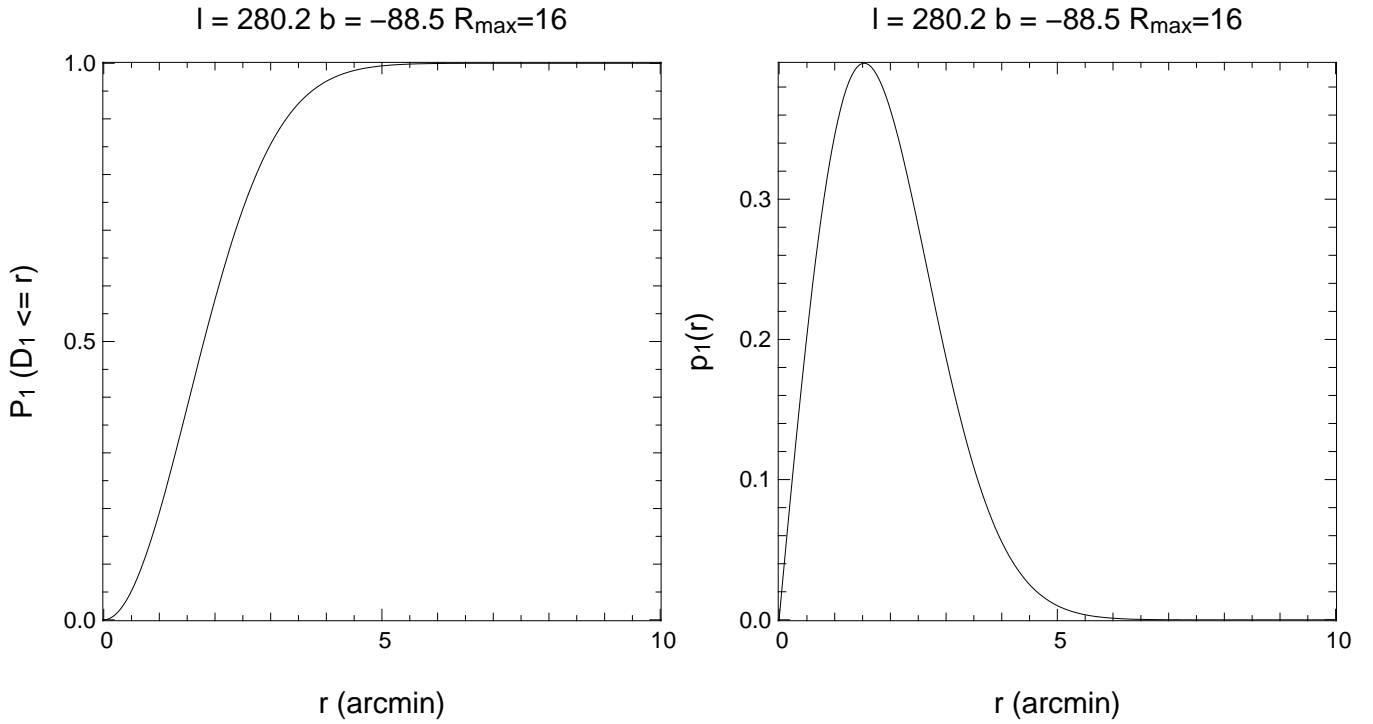


FIG. 6.3 – *Fonction de répartition (à gauche) et densité de probabilité (à droite) de la distance de la première étoile déterminées à partir de la densité surfacique d'étoiles donnée au pôle galactique ($b \approx -90^\circ$) par le modèle de Besançon pour $R_{max} = 16$.*

r et $r + \Delta r$ sera alors égale à la dérivée de la fonction de répartition de D_1 , c'est à dire sa densité de probabilité $p_1(r)$, qui s'écrira alors :

$$p_1(r) = \frac{d}{dr} P_1(r) = 2\pi\sigma_* r \exp(-\mathcal{N}(r)) = 2\pi\sigma_* r \exp(-\pi\sigma_*^2 r^2) \quad (6.3)$$

La figure 6.3 montre ainsi la fonction de répartition et la densité de probabilité de la distance D_1 de la première étoile pour une latitude galactique $b \approx -90^\circ$ et une magnitude limite $R_{max} = 16$. La connaissance de cette densité de probabilité permet de connaître deux quantités. Tout d'abord la valeur moyenne de D_1 , qui s'écrit

$$\langle D_1 \rangle = \int_0^\infty r p_1(r) dr = 2\pi\sigma_* \int_0^\infty r^2 \exp(-\pi\sigma_*^2 r^2) dr \quad (6.4)$$

et on trouve alors :

$$\langle D_1 \rangle = \frac{1}{2\sqrt{\sigma_*}} \approx 2 \text{ arcmin } (b \approx 90^\circ, R_{max} = 16) \quad (6.5)$$

Une autre quantité très intéressante est la valeur la plus probable de D_1 , notée $D_{1,pp}$, et qui est donnée par le maximum de $p_1(r)$. La détermination de ce maximum nécessite le calcul de la dérivée de $p_1(r)$, qui s'écrit :

$$\frac{d}{dr} p_1(r) = 2\pi\sigma_* \exp(-\mathcal{N}(r)) [1 - 2\pi\sigma_*^2 r^2] \quad (6.6)$$

et cette dérivée s'annule pour

$$D_{1,pp} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_*} \approx 1.5 \text{ arcmin } (b \approx 90^\circ, R_{max} = 16) \quad (6.7)$$

Pour résumer, $\langle D_1 \rangle$, la distance moyenne de la première étoile utilisée pour la tomographie est égale à $1/2\sqrt{\sigma_*}$, et sa valeur la plus probable est $D_{1,pp} = 1/\sqrt{2\pi\sigma_*}$.

Intéressons-nous maintenant à la distance D_2 de la deuxième étoile. En suivant le même raisonnement que précédemment, la probabilité qu'il y ait deux étoiles à une distance D_2 inférieure ou égale à r s'écrit :

$$\begin{aligned} P_2(r) &= P(D_2 \leq r) = 1 - [P(\xi = 0) + P(\xi = 1)] \\ &= 1 - \exp(-\mathcal{N}(r)) (1 + \mathcal{N}(r)) = 1 - \exp(-\pi\sigma_*r^2) (1 + \pi\sigma_*r^2) \end{aligned} \quad (6.8)$$

La densité de probabilité s'écrit alors

$$p_2(r) = 2\pi\sigma_*r\mathcal{N}(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) = 2\pi^2\sigma_*^2r^3 \exp(-\pi\sigma_*r^2) \quad (6.9)$$

On peut alors l'utiliser pour calculer la distance moyenne $\langle D_2 \rangle$:

$$\langle D_2 \rangle = \int_0^\infty r p_2(r) dr = 2\pi\sigma_* \int_0^\infty r^2 \mathcal{N}(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) \quad (6.10)$$

et on trouve alors

$$\langle D_2 \rangle = \frac{3}{4\sqrt{\sigma_*}} \quad (6.11)$$

La dérivée première de $p_2(r)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr} p_2(r) &= 2\pi\sigma_*\mathcal{N}(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) [3 - 2\mathcal{N}(r)] \\ &= 2\pi^2\sigma_*^2r^2 \exp(-\pi\sigma_*r^2) [3 - 2\pi\sigma_*r^2] \end{aligned} \quad (6.12)$$

et elle s'annule pour

$$D_{2,pp} = \sqrt{\frac{3}{2\pi\sigma_*}} \quad (6.13)$$

Nous voyons donc que la distance moyenne $\langle D_2 \rangle$ de la première étoile utilisée pour la tomographie est égale à $3/4\sqrt{\sigma_*}$, et sa valeur la plus probable $D_{2,pp}$ est égale à $\sqrt{3/2\pi\sigma_*}$.

On peut alors s'intéresser à la distance de la troisième étoile. En suivant le même raisonnement que précédemment, la probabilité qu'il y ait trois étoiles à une distance D_3 inférieure ou égale à r s'écrit :

$$\begin{aligned} P_3(r) &= P(D_3 \leq r) = 1 - [P(\xi = 0) + P(\xi = 1) + P(\xi = 2)] \\ &= 1 - \exp(-\mathcal{N}(r)) \left(1 + \mathcal{N}(r) + \frac{\mathcal{N}^2(r)}{2} \right) \\ &= 1 - \exp(-\pi\sigma_*r^2) \left(1 + \pi\sigma_*r^2 + \frac{\pi^2\sigma_*^2r^4}{2} \right) \end{aligned} \quad (6.14)$$

La densité de probabilité s'écrit alors

$$p_3(r) = \pi\sigma_*r\mathcal{N}^2(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) = \pi^3\sigma_*^3r^5 \exp(-\pi\sigma_*r^2) \quad (6.15)$$

On peut alors l'utiliser pour calculer la distance moyenne $\langle D_3 \rangle$:

$$\langle D_3 \rangle = \int_0^\infty r p_3(r) dr = \pi\sigma_* \int_0^\infty r^2 \mathcal{N}^2(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) \quad (6.16)$$

	Formule	$\langle D \rangle$	D_{pp}
p_1	$2\pi\sigma_* r \exp(-\pi\sigma_* r^2)$	$\frac{1}{2\sqrt{\sigma_*}}$	$\sqrt{\frac{1}{2\pi\sigma_*}}$
p_2	$2\pi^2\sigma_*^2 r^3 \exp(-\pi\sigma_* r^2)$	$\frac{3}{4\sqrt{\sigma_*}}$	$\sqrt{\frac{3}{2\pi\sigma_*}}$
p_3	$\pi^3\sigma_*^3 r^5 \exp(-\pi\sigma_* r^2)$	$\frac{15}{16\sqrt{\sigma_*}}$	$\sqrt{\frac{5}{2\pi\sigma_*}}$

TAB. 6.2 – Tableau récapitulatif de la densité de probabilité, de la moyenne et de la valeur la plus probable de la distance des premières, deuxièmes et troisièmes étoiles utilisées pour la tomographie en fonction de la densité surfacique d'étoiles σ_*

b	R_{max}	σ_*	$\langle D_1 \rangle$	$D_{1,pp}$	$\langle D_2 \rangle$	$D_{2,pp}$	$\langle D_3 \rangle$	$D_{3,pp}$
-30°	16	0.35	40	50	70	76	90	94
-30°	17	0.57	32	40	55	60	71	75
-60°	16	0.11	72	90	124	135	160	169
-60°	17	0.17	57	71	98	107	127	133
-90°	16	0.07	92	115	158	172	205	215
-90°	17	0.10	76	95	130	142	169	177

TAB. 6.3 – Distances moyennes et les plus probables selon la latitude galactique et la magnitude limite. De gauche à droite : la latitude galactique b , la magnitude limite R_{max} , le nombre d'étoiles par arcmin² σ_* , et les distances moyennes et les plus probables des premières, deuxièmes et troisièmes étoiles d'analyse hors-axe (en arcsec). D'après les densités données par le modèle de Besançon.

et on trouve alors

$$\langle D_3 \rangle = \frac{15}{16\sqrt{\sigma_*}} \quad (6.17)$$

La dérivée première de $p_3(r)$ s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dr}p_3(r) &= \pi\sigma_*\mathcal{N}^2(r) \exp(-\mathcal{N}(r)) [3 - 2\mathcal{N}(r)] \\ &= 2\pi^2\sigma_*^2 r^2 \exp(-\pi\sigma_* r^2) [5 - 2\pi\sigma_* r^2] \end{aligned} \quad (6.18)$$

et elle s'annule pour

$$D_{3,pp} = \sqrt{\frac{5}{2\pi\sigma_*}} \quad (6.19)$$

En conclusion, nous voyons donc que la distance moyenne $\langle D_3 \rangle$ de la troisième étoile utilisée pour la tomographie est égale à $15/16\sqrt{\sigma_*}$, et sa valeur la plus probable $D_{3,pp}$ est égale à $\sqrt{5/2\pi\sigma_*}$. Les propriétés des distances des premières, deuxièmes et troisièmes étoiles utilisées pour la tomographie sont résumées dans la table 6.2.

La figure 6.4 montre ainsi les densités de probabilité des distances de la première étoile, de la deuxième étoile et de la troisième étoile en fonction de la latitude galactique et de la magnitude limite. Ces densités ont alors été utilisées pour calculer les distances moyennes et les plus probables des étoiles à l'aide des équations (6.5), (6.7), (6.11), (6.13), (6.17) et (6.19). Ces distances (en secondes d'arc) ainsi que les densités surfaciques d'étoiles correspondantes sont montrées dans la table 6.3. On y remarque notamment le fait bien connu que plus la latitude galactique b augmente et plus les distances des étoiles augmente très rapidement. Ainsi, pour une magnitude limite de 16, la distance la plus probable

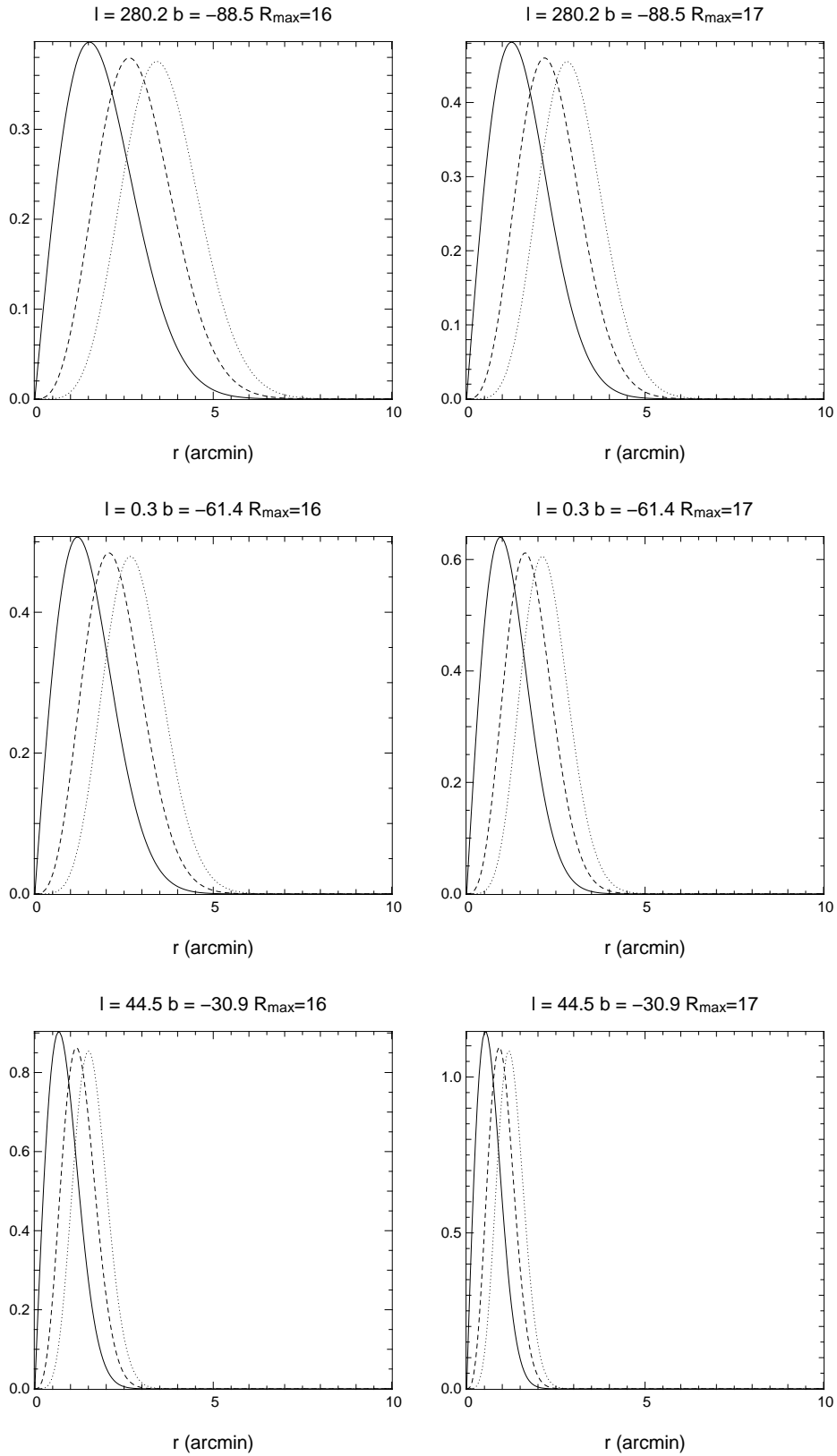


FIG. 6.4 – Densités de probabilité de la distance de la première étoile (trait plein), de la deuxième étoile (pointillés) et de la troisième étoile (points) selon la latitude galactique et la magnitude limite ($R_{\max} = 16$ ou $R_{\max} = 17$).

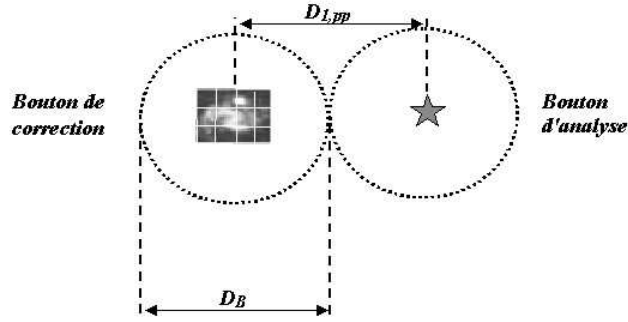


FIG. 6.5 – Schéma expliquant la relation entre l'encombrement du bouton et la distance de la première étoile d'analyse.

$D_{1,pp}$ de la première étoile passe de 50 arcsec pour $b = -30^\circ$ à 115 arcsec au pôle galactique. Cet écart est encore plus important pour la troisième étoile : on passe de 94 arcsec pour $b = -30^\circ$ (ce qui reste acceptable étant donné les performances de la tomographie) à une distance moyenne de 215 arcsec pour le pôle galactique, soit plus de 3 arcmin ! On comprend dès lors le gain énorme apporté par une sensibilité plus élevée : lorsque l'on considère des étoiles plus faibles, à savoir $R_{max} = 17$, ces distances chutent de manière non négligeable. Ainsi, le fait d'être plus sensible d'une magnitude permet de gagner 10 arcsec pour la première étoile et 20 arcsec pour la troisième, ceci lorsqu'on observe à une latitude galactique $b = -30^\circ$. Ce gain est par contre beaucoup plus important dès lors que la latitude galactique est plus élevée : on gagne 20 arcsec pour la première étoile dès que $|b| \geq 60^\circ$, et le gain se fait encore plus sentir pour la troisième étoile, puisque l'on gagne au minimum 35 arcsec. Une telle différence angulaire est loin d'être négligeable pour l'Optique Adaptative et la correction de l'anisoplanétisme. Ainsi, s'il n'y avait qu'une seule conclusion à tirer de ce paragraphe, c'est que la sensibilité de l'ASO est un point critique des futurs systèmes d'OA. Actuellement, un système comme NAOS arrive à obtenir un rapport de Strehl de 10% en bande K en asservissant sur une étoile de magnitude $V = 17$, dans une configuration avec un Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles. L'augmentation de la sensibilité de l'analyseur aura au moins deux conséquences : la possibilité d'utiliser des étoiles moins brillantes, donc forcément plus nombreuses dans le ciel, donc statistiquement plus proches de l'objet dont on souhaitera corriger le front d'onde, mais aussi la possibilité d'utiliser plus de sous-pupilles et donc de corriger plus de modes. Nous verrons plus loin dans ce chapitre qu'un instrument comme FALCON nécessitera en effet de corriger un nombre de modes non négligeables.

Ces informations statistiques sur la distance des étoiles les plus proches ont également une conséquence directe du point de vue du dimensionnement des boutons d'analyse et de correction répartis dans le plan focal du VLT. En effet, la fonction de répartition $P_1(D_1 \leq r)$ de la distance D_1 de la première étoile nous donne la probabilité que cette distance soit inférieure à un certain rayon r . En supposant que l'on puisse faire fonctionner deux boutons tangents (le bouton adaptatif positionné sur la galaxie contenant le miroir déformable, et le bouton d'analyse de front d'onde positionné sur la première étoile la plus proche pour la tomographie), cette distance correspond en fait à deux fois le rayon du bouton, c'est à dire son diamètre (voir la figure 6.5). Donc, si r est en fait le diamètre du bouton D_B , la fonction de répartition $P_1(D_1 \leq r)$ va nous donner le pourcentage de perte des étoiles les plus proches qui ne pourront être utilisées en raison d'un diamètre de bouton trop élevé. D'après l'équation (6.2), la fonction de répartition de D_1 s'écrit $P_1(D_1 \leq r) = 1 - \exp -\pi\sigma_*r^2$. Donc, si on appelle P_p le pourcentage des triplets que l'on accepte de perdre à cause d'un encombrement de bouton trop

important, le diamètre correspondant du bouton D_B s'écrira :

$$D_B = \sqrt{\frac{1}{\pi\sigma_*} \log\left(\frac{1}{1-P_p}\right)} \quad (6.20)$$

σ_* étant un nombre d'étoiles par unité d'angle solide, il faut alors multiplier D_B donné par l'expression ci-dessus par l'échelle dans le plan focal du VLT (35 mm/arcmin ou 0.6 mm/arcsec) pour avoir alors des distances dans le plan focal. La figure 6.6 montre donc la probabilité de ne plus pouvoir faire l'analyse sur la première étoile la plus proche en fonction du diamètre du bouton, ceci des latitudes galactiques $b \approx 90^\circ$, $b \approx 60^\circ$ et $b \approx 30^\circ$, et pour des magnitudes limite $R = 16$ et $R = 17$, en considérant qu'on puisse se permettre une perte de 50%. On arrive ainsi à un diamètre maximal de bouton de 28 mm ($R = 16$) et 22 mm ($R = 17$) à une latitude galactique $b \approx 30^\circ$. Ces nombres seront bien entendu plus bas si on se fixe une probabilité de perte plus basse.

6.3 Couverture de ciel : définition d'un critère

Avant de présenter les résultats, il est important de parler d'un critère essentiel en Optique Adaptative, qui est la *couverture de ciel*. La couverture du ciel est la probabilité d'obtenir une performance donnée grâce à la correction apportée par l'OA. Il est utile de connaître la loi de variation de la couverture du ciel en fonction des conditions d'observations, comme la latitude galactique ou la magnitude limite des étoiles d'analyse par exemple.

Cette performance n'est pas encore bien fixée aujourd'hui. J'ai essayé d'apporter quelques éléments de réponse à sa précision dans le chapitre 1, dans lequel j'ai étudié les performances en terme de gain sur le RSB spectroscopique apporté par l'OA en fonction du couplage dans la FEP corrigée. L'objectif de cette étude consistait alors à déterminer une valeur de couplage **absolu** nécessaire à l'obtention d'un rapport signal sur bruit spectroscopique d'au moins 3 sur la mesure de la raie et à assurer une résolution spatiale d'au moins 0.25 arcsec (fixée par l'échantillonnage des microlentilles) et un échantillonnage spectral de 0.3 Å par pixel sur le détecteur en sortie du spectrographe, permettant d'avoir une résolution spectrale $R \geq 10000$ en bande J et $R \approx 9000$ en bande H. La conclusion de ce chapitre montrait qu'un couplage minimal respectivement de 28% (en bande J) et 33% (en bande H) dans une ouverture de 0.25×0.25 arcsec² permet alors d'obtenir un tel rapport signal sur bruit spectroscopique (mais à condition de poser 8 heures), et aussi de résoudre deux régions distantes de 0.125 arcsec, cette distance correspondant à la taille des microlentilles utilisées pour l'échantillonnage spatial de la galaxie. On supposait alors que l'observation en bande J revenait à examiner la raie $H\alpha$ d'une galaxie située à $z = 0.9$, et la bande H à la raie $H\alpha$ pour une galaxie située à $z = 1.5$. Dans les deux cas, il s'agit d'une amélioration significative des performances pour un instrument installé au sol.

Les régions HII envisagées et la galaxie considérée au chapitre 1 sont tout à fait représentatives du type d'observation que l'on souhaite effectuer avec FALCON, de sorte que je soutiens que les chiffres de couplage absolu peuvent réellement servir de base pour dimensionner l'instrument. Cependant, cette étude, pour être vraiment complète, devrait être approfondie en considérant d'autres galaxies, ceci afin d'obtenir une meilleure statistique sur ces valeurs de couplage absolu. Je n'ai pu effectuer cette étude, les données de base nécessaires étant aujourd'hui encore trop rares dans la communauté.

Néanmoins, j'ai voulu considérer un autre critère de performance, qui est une approche radicalement opposée de l'approche **absolue**. Il s'agit d'une approche **relative**, qui fixe la performance à atteindre en fonction de la performance sans Optique Adaptative.

Ces deux approches ont été étudiées et sont discutées dans les sections qui suivent.

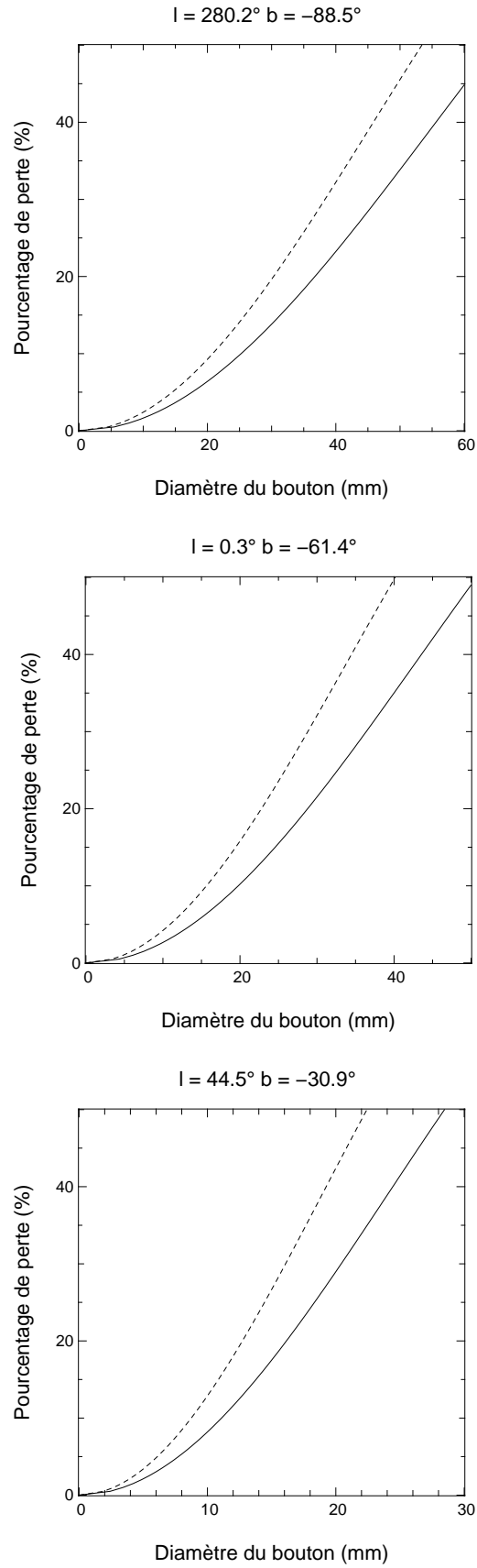


FIG. 6.6 – Probabilités de perte de l'étoile d'analyse la plus proche de l'objet central en fonction du diamètre du bouton, pour des latitudes galactiques $b \approx 90^\circ$ (en haut), $b \approx 60^\circ$ (au milieu) et $b \approx 30^\circ$ (en bas). La courbe en trait plein correspond à une magnitude limite $R = 16$, la courbe en pointillés à une magnitude limite $R = 17$.

Fraction du temps (%)	Seeing (arcsec)	θ_0 (arcsec)	τ_0 (ms)
10	0.51	3.69	6.54
20	0.60	3.20	4.96
30	0.67	2.89	4.14
40	0.74	2.64	3.54
50	0.81	2.42	3.04
60	0.90	2.22	2.59
70	1.00	2.01	2.19
80	1.14	1.78	1.81
90	1.40	1.51	1.42

TAB. 6.4 – Distributions du seeing, de l'angle isoplanétique θ_0 et du temps de cohérence τ_0 au Cerro Paranal fournies par le département d'Optique Adaptative de l'ESO. Toutes les quantités sont calculées au zénith pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5 \mu m$.

6.4 Conditions de turbulence

Je vais décrire dans cette section les conditions de turbulence qui ont été utilisées pour nos simulations.

La table 6.4 montre la distribution des paramètres caractérisant la turbulence au Cerro Paranal, c'est à dire là où est installé le VLT. Ces chiffres ont été fournis par le département d'Optique Adaptative de l'ESO. On peut y voir la probabilité d'apparition du seeing s (lié au paramètre de Fried r_0 par l'équation $s = 0.976\lambda/r_0$), de l'angle isoplanétique θ_0 et du temps de cohérence τ_0 . Tous ces paramètres sont donnés au zénith et pour une longueur d'onde $\lambda = 0.5 \mu m$.

Ces paramètres ont ensuite été utilisés pour déterminer des conditions de turbulence dans mes simulations. J'ai donc considéré les valeurs dans la table 6.4 avec une probabilité d'apparition de 50%, donnant ainsi un seeing médian de 0.81 arcsec au zénith (c'est à dire un paramètre de Fried r_0 de 12.42 cm), un angle isoplanétique médian $\theta_0 = 2.42$ arcsec et un temps de cohérence médian $\tau_0 = 3.04$ ms.

La connaissance des valeurs médianes du seeing et de l'angle isoplanétique θ_0 m'ont alors permis d'établir un profil caractéristique de turbulence. Les premières études sur FALCON faites par Thierry Fusco et Baptiste Ceconi avaient considéré un profil de turbulence avec trois couches dominantes situées à 0, 1 et 10 km d'altitude et contenant chacune respectivement 20%, 60% et 20% de la turbulence, profil qui avait auparavant été utilisé pour les études théoriques sur NAOS. Un tel profil, pour le seeing médian, donnait un angle isoplanétique θ_0 de 2.02 arcsec, inférieur de 0.4 arcsec à la valeur médiane donnée par l'ESO. J'ai alors modifié le profil en conservant l'altitude des couches mais en changeant par contre la répartition de la turbulence dans les couches en altitude. J'ai ainsi trouvé qu'un profil avec 20% de turbulence dans la couche au sol, 65% dans la couche à 1 km et 15% dans la couche à 10 km permettait d'obtenir la valeur médiane donnée par l'ESO, et c'est ce profil de turbulence qui a été utilisé dans mes simulations. Abahamid et al. (2004) ont publié récemment un profil de turbulence du Cerro Paranal avec 72% de la turbulence répartie entre 0 et 1 km (50% dans la couche au sol, 22% dans la couche à 1 km) et 28% de la turbulence dans les couches plus hautes que 1 km. Deux reproches restent malgré tout à faire à cette étude : le premier étant que les auteurs ne donnent pas de mesure de l'angle isoplanétique permettant de contraindre la hauteur de la couche turbulente dominante située au dessus de 1 km, le deuxième étant que les profils de turbulence ainsi déterminés reposent sur des données datant d'une campagne ballon effectuée en 1992, à l'époque où les télescopes n'avaient pas encore été installés. Il est généralement admis que la turbulence au Cerro

Paranal a évolué depuis ces mesures.

Un autre paramètre dont l'influence n'est plus négligeable pour un télescope comme le VLT est l'échelle externe \mathcal{L}_0 , dont j'ai décrit les effets sur la formation des images au paragraphe 5.4.2 du chapitre 2. J'ai considéré dans mes simulations une échelle externe médiane $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres, correspondant à la valeur médiane donnée par Martin et al. (2000) (voir la figure 2.1 du chapitre 2 pour la distribution de \mathcal{L}_0). Ces valeurs d'échelle externe avaient été obtenues à l'aide du *Generalized Seeing Monitor* développé à l'université de Nice. Plus récemment, Fusco et al. (2004) ont donné une valeur d'échelle externe médiane $\mathcal{L}_0 = 19.3$ m, valeur proche avec celle de Martin et al. (2000), la différence étant que cette valeur a été obtenue à l'aide des données en sortie du calculateur temps-réel du système NAOS. Le GSM est un instrument situé en dehors du dôme du télescope, tandis que ces données en sortie du système d'OA caractérisent réellement toute la turbulence subie par le télescope. On peut donc considérer qu'une échelle externe de l'ordre de la vingtaine de mètres est une valeur fiable.

Ces paramètres médians (profil de turbulence, seeing, angle isoplanétique et échelle externe) ont alors été utilisés pour simuler numériquement une atmosphère turbulente multi-couches, chaque couche turbulente étant représentée par un écran de phase turbulent du type Von-Karman simulé selon la méthode décrite au paragraphe A.2.2 de l'annexe A. La phase turbulente ainsi simulée pouvait donc être corrigée à l'aide du système d'OA de FALCON que j'ai intensivement simulé à l'aide du logiciel décrit au chapitre précédent. La modélisation des composants du système d'OA (ASO, MD) est l'objet du prochain paragraphe.

6.5 Caractéristiques des composants du système d'OA

Comme il l'a été dit, j'ai utilisé pour l'étude du système d'OA de FALCON mon code de simulation décrit au chapitre précédent. Afin de rester assez général et de ne privilégier aucune solution technologique plutôt qu'un autre, je me suis volontairement limité à effectuer l'étude dans la base des polynômes de Zernike.

Le système considéré était un système du type tomographique, avec 3 analyseurs hors-axe et un miroir déformable chargé de corriger la phase sur axe dans la pupille. J'ai considéré un degré de correction allant de l'ordre radial n 1 à 14, ce qui équivalait à un indice maximal j_{max} du polynôme corrigé compris entre 3 et 120. Les fonctions d'influence du miroir déformable utilisé dans la simulation pour chaque ordre radial n étaient donc les polynômes de Zernike 2 à j_{max} .

Je vais plus particulièrement m'intéresser dans les lignes qui suivent à l'analyseur de surface d'onde. J'ai considéré dans cette étude que chaque ASO hors-axe était capable de donner les coefficients de la phase sur les polynômes de Zernike 2 à j_{max} , et que cette mesure de la phase était *absolue*, correspondant à la situation que l'on rencontrerait dans un système du type *boucle ouverte*. Je me suis également intéressé à modéliser le bruit dû à la magnitude de l'étoile d'analyse. Ce bruit va se propager dans le processus de reconstruction des polynômes de Zernike à partir des mesures de l'analyseur. J'ai considéré dans ces simulations que nous utilisions un analyseur mesurant la dérivée première de la phase (Shack-Hartmann ou Pyramide modulé). Il en résulte que le bruit va se propager dans le processus de reconstruction, suivant une loi en $(n+1)^{-2}$ donnée à l'équation (3.26). Si on appelle σ_b^2 la variance de bruit sur les mesures, la variance du bruit propagé sur le polynôme de Zernike d'ordre radial et azimutal (n,m) sera égale à $p_{n,m} \times \sigma_b^2$, $p_{n,m}$ étant justement le terme de propagation du bruit défini à l'équation (3.26). Le bruit se modélisera donc par un vecteur aléatoire à $j_{max} - 1$ composantes, chacune étant une variable aléatoire à moyenne nulle et de variance $p_{n,m} \times \sigma_b^2$.

Il faut donc connaître au départ la variance de bruit σ_b^2 . Comme on l'a vu au paragraphe 5.4.4, cette variance est difficilement quantifiable tant que les caractéristiques de l'ASO (et d'une manière générale du système d'OA) ne sont pas connues. Une approche possible est de définir un *Rapport Signal sur Bruit* défini comme étant le rapport de la variance de phase turbulente de l'angle d'arrivée σ_{aa}^2 (définie à l'équation 3.9) et de la variance de bruit σ^2 . On trouve ainsi $\sigma_{aa}^2 \approx 250 \text{ rad}^2$ à une longueur d'onde de 0.5 microns pour les conditions médianes de turbulence décrites au paragraphe précédent et un analyseur 7×7 sous-pupilles. J'ai alors fait plusieurs hypothèses.

Tout d'abord que nous étions dans un régime où le bruit de photon dominait. Dans ce cas, l'équation (3.10) du chapitre 3 a montré que la variance de bruit était inversement proportionnelle au nombre de photons reçus de l'étoile d'analyse, donc de sa magnitude.

J'ai donc fait une autre hypothèse, directement reliée à la sensibilité de l'analyseur. J'ai ainsi introduit la notion de *magnitude limite*, notée M_L . Cette notion a un sens double : elle correspond non-seulement à la magnitude maximale des étoiles que l'on considère pour l'analyse de front d'onde, mais aussi à la magnitude pour laquelle la variance due au bruit de photons est égale à la variance turbulente de l'angle d'arrivée, c'est à dire $\sigma_b^2 = \sigma_{aa}^2 \Leftrightarrow RSB = 1$. Connaissant la variance de bruit pour cette magnitude, et comme le bruit est dominé par le bruit de photons, la variance de bruit à une magnitude quelconque M pourra alors s'écrire sous la forme $\sigma_b^2 = \sigma_{aa}^2 \times 10^{0.4(M-M_L)}$. Il faut toutefois noter qu'il serait beaucoup plus intéressant d'utiliser dans les futures études du système d'OA de FALCON des valeurs de variance de bruit provenant d'un système installé sur le ciel et dont les caractéristiques sont bien connues, plutôt que d'utiliser la variance turbulente de l'angle d'arrivée. Fusco et al. (2004) ont récemment publié des valeurs de variance de bruit déterminées à partir de données en sortie du système NAOS, qui donnent $\sigma_b^2 = 100 \text{ rad}^2$ (à une longueur d'onde de 0.5 microns) pour une étoile de magnitude $R = 16$, un analyseur 7×7 sous-pupilles et une fréquence de 100 Hz. On retrouve la même variance de bruit pour une étoile de magnitude $R = 14.5$, un analyseur 14×14 sous-pupilles et la même fréquence temporelle. En appliquant les deux hypothèses que j'ai faites, on peut donc dire (selon mes critères) que le système NAOS a une magnitude limite $M_L = 17$ pour le réseau 7×7 , et $M_L = 16$ pour le réseau 14×14 .

S'il y a un point sur lequel il me semble important d'insister, c'est la sensibilité de l'analyseur de surface d'onde. Il paraît aujourd'hui indiscutable d'améliorer la magnitude limite de fonctionnement de tels systèmes. Comme l'a montré la section 6.2, plus la magnitude limite est élevée, plus la densité surfacique d'étoiles augmente, et plus la distance des étoiles les plus proches pour effectuer l'analyse de front d'onde diminue, permettant dès lors de réduire les effets d'anisoplanétisme. Mais un tel gain en réduction d'anisoplanétisme se fait au détriment d'une augmentation de la variance du bruit de mesure. On comprend dès lors qu'il est indispensable de réduire le bruit de lecture. En effet, le bruit sur l'estimation du barycentre (dans le cas d'un analyseur Shack-Hartmann) est proportionnel à σ_L/S (Gendron 1995), σ_L étant le bruit de lecture et S le nombre de photons issu de l'étoile. On comprend donc qu'une conservation du rapport signal sur bruit pour une magnitude plus élevée implique une diminution du bruit de lecture dans le même rapport.

Un autre point important est l'augmentation de la sensibilité du détecteur dans le rouge, jusqu'à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Une telle augmentation aura deux conséquences. La première est montrée sur la figure 6.7 : on constate que la densité surfacique d'étoiles est à magnitude égale plus importante en bande I qu'en bande R. Même si l'on ne peut directement comparer directement les magnitudes dans les deux bandes, cette augmentation du nombre d'étoiles au fur et à mesure que l'on s'éloigne vers le rouge s'explique par la structure de notre galaxie, en particulier par la présence d'étoiles vieilles du type K5-M0 dans le halo.

Quel sera justement le gain fourni par un détecteur plus sensible dans le rouge ? Je me suis intéressé à comparer le gain en sensibilité (en terme de magnitudes) qui serait obtenu si l'on utilisait le détecteur

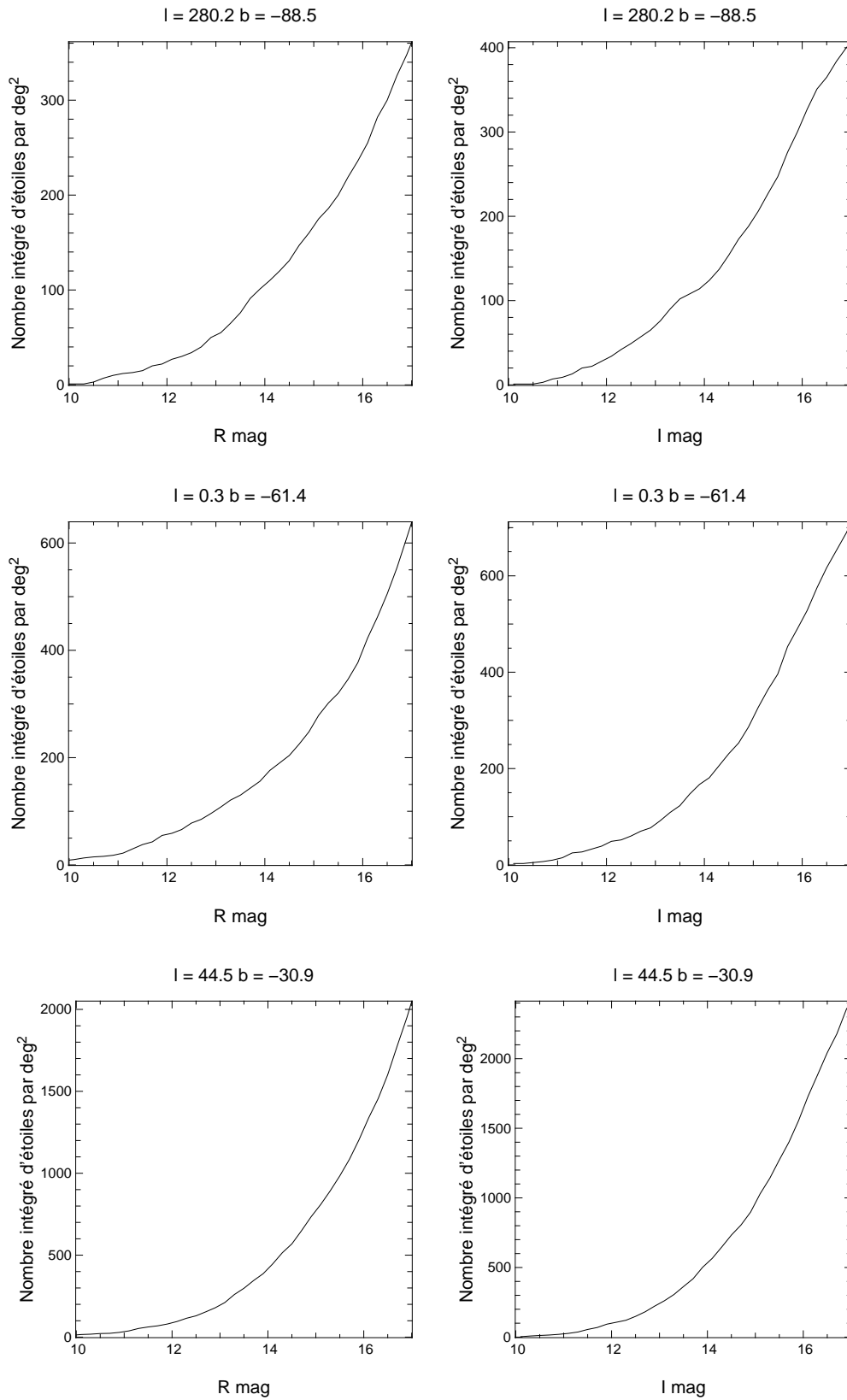


FIG. 6.7 – Comparaison entre le nombre intégré d'étoiles par degré carré en fonction de la magnitude pour la bande R (à gauche) et la bande I (à droite) pour différentes latitudes galactiques. Les densités surfaciques étaient données dans les deux cas par le modèle de Besançon

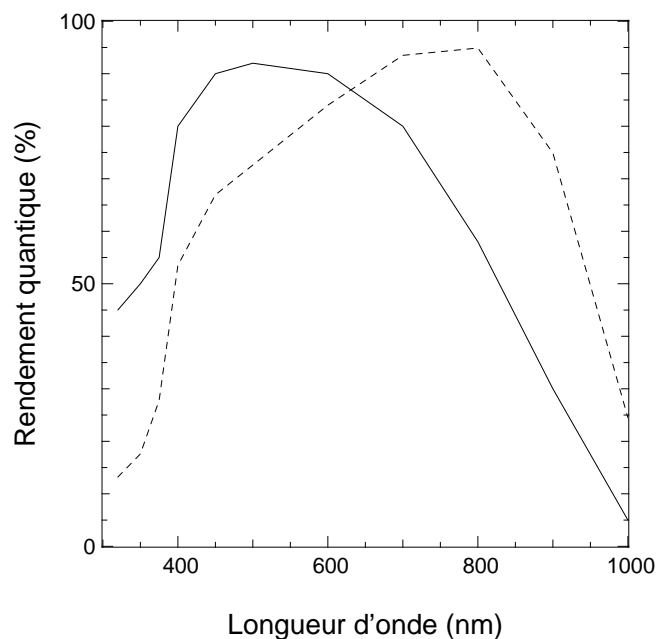


FIG. 6.8 – Rendement quantique dans le domaine visible en fonction de la longueur d'onde (en nm) du détecteur de l'ASO visible NAOS (trait plein) et du détecteur utilisé sur FORS-2 (en pointillés).

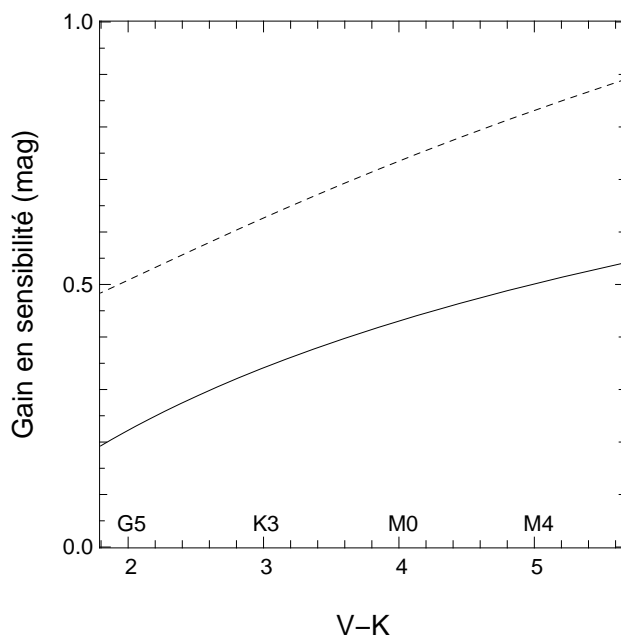


FIG. 6.9 – Gain en sensibilité (magnitude) selon le type spectral (V-K) donné par le CCD de FORS (trait plein) et par un CCD parfait avec une transmission uniforme égale à 1 dans le domaine visible (300-1000 nm). Le gain est donné par rapport au CCD actuellement utilisé sur l'analyseur visible de NAOS.

de FORS-2 (un des meilleurs détecteurs au monde, étendu dans le rouge) à la place du CCD actuellement en place sur l'analyseur visible de NAOS. La figure 6.8 montre ainsi les courbes de rendement quantique dans le domaine visible de ces deux détecteurs, tandis que le gain en sensibilité est montré sur la figure 6.9, où j'ai également affiché le gain fourni par un détecteur parfait qui aurait un rendement quantique constant (égal à 1) sur toute le domaine spectral allant de 300 à 1000 nm (j'ai là encore considéré un régime où c'est le bruit de photons de l'étoile qui domine). Le gain se fait d'autant plus sentir que l'étoile est rouge. On trouve ainsi que l'utilisation d'un détecteur avec les mêmes caractéristiques que celui installé sur FORS-2 donnera un gain de 0.4 magnitudes pour une étoile avec une couleur $(V - K) = 4$, correspondant justement à une étoile du type K5-M0 (Koornneef 1983), sachant qu'un détecteur parfait donnera un gain maximum de 0.7 magnitudes. Cette valeur constitue en fait une limite supérieure du gain apporté par l'utilisation d'un détecteur avec un rendement quantique supérieur dans le rouge.

Je dirais donc plusieurs choses pour conclure cette section. La première concerne la manière de simuler les composants du système d'OA de FALCON. Je rappelle que ces simulations ont été effectuées afin d'obtenir des premières performances de ce système. J'ai donc fait le choix d'utiliser les polynômes de Zernike dans ces simulations, ceci afin de ne privilégier aucune solution particulière du point de vue du miroir déformable ou de l'analyseur de surface d'onde. Pour ce dernier, nous avons toutefois considéré que nous utilisions un analyseur du type Shack-Hartmann fonctionnant en boucle ouverte et capable de reconstruire les polynômes de Zernike à partir des mesures de pentes. Ceci amène donc à utiliser une certaine loi de propagation du bruit, nécessitant alors de connaître la variance du bruit de mesure pour certaines conditions de géométrie d'analyseur, de fréquence temporelle et de magnitude de l'étoile d'analyse. Des données récentes dans la littérature laissent penser qu'une variance de bruit $\sigma_b^2 = 250 \text{ rad}^2$ telle que celle utilisée pour mes simulations correspondrait à la variance de bruit qu'un système comme NAOS obtiendrait sur une étoile de magnitude $R = 17$, un analyseur 7×7 sous-pupilles et une fréquence de 100 Hz.

J'ai discuté dans cette section de la manière dont il est possible de réduire cette variance de bruit. La manière la plus immédiate consiste à diminuer le bruit de lecture, mais les composants utilisés actuellement sont déjà très performants. Le CCD de l'analyseur visible de NAOS a ainsi un bruit de lecture de 3 électrons par pixel. Il faut toutefois mentionner les développements en cours des détecteurs du type *L3CCD*, pour lesquels le bruit de lecture est inférieur à 1 électron par pixel mais dont le rendement quantique reste à améliorer. Ces détecteurs sont pressentis pour équiper la prochaine génération d'analyseurs de surface d'onde sur étoiles naturelles. Il faut malgré cela penser à d'autres manières de procéder. Une solution consiste à augmenter la sensibilité de l'analyseur dans le rouge. Le premier avantage de cette méthode est l'augmentation de la densité surfacique d'étoiles dans le champ, ce qui comme l'a montré la section 6.2 augmente la probabilité de trouver une étoile pour l'analyse de surface d'onde près de l'objet d'intérêt, et ainsi de réduire les effets d'anisoplanétisme. Le deuxième avantage consiste à augmenter le nombre de photons reçus de l'étoile, et ainsi de permettre à variance de bruit égale d'effectuer l'analyse sur des étoiles plus faibles. Je me suis en particulier intéressé à comparer les performances qu'on obtiendrait avec un autre détecteur que celui actuellement en place sur l'analyseur visible de NAOS. J'ai ainsi constaté qu'un détecteur tel que celui de FORS-2 permet, à variance de bruit égale, et en considérant que cela soit uniquement le bruit de photon qui domine, d'effectuer l'analyse de front d'onde sur des étoiles rouges K0 plus faibles de 0.4 magnitudes, sachant qu'un détecteur parfait (rendement quantique de 1 sur tout le spectre) ferait gagner au plus 0.7 magnitudes. L'augmentation de la sensibilité dans le rouge (jusqu'à 1 micron) est donc une piste intéressante. Il faut toutefois préciser que l'on commence à voir en bande I l'apparition d'un fond de ciel qui a une brillance de surface moyenne $I = 19.71 \text{ arcsec}^{-2}$, dû à la présence de quelques raies OH.

J'ai donc décrit dans ce paragraphe les composants que j'ai supposés dans mes simulations du système d'OA de FALCON. Les résultats de ces simulations sont l'objet de la prochaine section.

6.6 Résultats

6.6.1 Champs étudiés

Les trois champs que j'ai considérés pour étudier les performances du système d'OA de FALCON correspondent aux champs dont j'ai décrit les statistiques stellaires à la section 6.2. Je rappelle ci-dessous leurs coordonnées :

- Champ n° 1 : $\alpha = 00^h 51' 35.6''$, $\delta = -28^\circ 45' 4.4'' \Leftrightarrow l = 280.2^\circ$, $b = -88.53^\circ$
- Champ n° 2 : $\alpha = 22^h 43' 29.9''$, $\delta = -39^\circ 19' 8.7'' \Leftrightarrow l = 0.3^\circ$, $b = -61.04^\circ$
- Champ n° 3 : $\alpha = 20^h 58' 40.3''$, $\delta = -04^\circ 49' 59.6'' \Leftrightarrow l = 44.49^\circ$, $b = -30.87^\circ$

J'ai ensuite utilisé les statistiques données par le modèle de Besançon pour simuler des champs stellaires de 1 degré carré, selon la méthode décrite au paragraphe 6.2.1. 100 positions ont alors été choisies au hasard dans ce champ. Nous avons ensuite considéré pour chaque position les 3 étoiles les plus proches avec une magnitude inférieure à une certaine magnitude limite M_L pour effectuer l'analyse de front d'onde. Comme l'étude a été faite dans la base des polynômes de Zernike, la matrice de reconstruction tomographique optimale \mathbf{W}_{opt} dont l'expression est donnée à l'équation (5.50) a alors été calculée pour chaque indice maximal de polynôme corrigé. Il était alors possible de reconstruire la phase sur axe (exprimée dans la base des polynômes de Zernike), de calculer la phase résiduelle sur axe, et ainsi de calculer les FEP corrigées sur axe pour différents ordres de correction dans les bandes J et H. Deux cas de magnitude limite ont été considérés dans ces simulations : $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. Je rappelle que la magnitude limite est la magnitude pour laquelle la variance de bruit est égale à la variance turbulente de l'angle d'arrivée, soit 250 rad^2 à une longueur d'onde de 0.5 microns pour des conditions de turbulence médiane et un analyseur Shack-Hartmann 7×7 sous-pupilles.

Nous avons vérifié si les distances des étoiles d'analyse étaient correctes en traçant leur histogramme. Un exemple de vérification est montré sur la figure 6.10, qui montre ces histogrammes dans le cas du champ n°1, situé près du pôle galactique sud ($b \approx -90^\circ$). Ces histogrammes sont à comparer aux distributions montrées sur la figure 6.4, on constate en particulier que le maximum de ces figures est très proche (à ± 5 arcsec) à chaque fois de la distance la plus probable $D_{i,pp}$ donnée dans la table 6.3, confirmant ainsi la validité des routines de simulation de champ stellaire développées pour mener cette étude.

Le code a donc ensuite été exécuté pour chaque position de chaque champ, permettant donc de calculer la FEP longue pose corrigée dans les bandes J et H. Chaque FEP longue pose était la moyenne de 100 FEP courte-pose corrigées par OA, créées à partir de 100×3 tirages d'écrans de phase turbulents, reconstituant ainsi le profil de turbulence à trois couches décrit à la section 6.4. Ceci a donc permis d'obtenir des statistiques sur le couplage en fonction de la latitude galactique, de la magnitude limite et de la longueur d'onde d'imagerie pour différents degrés de correction par Optique Adaptative. Ces résultats sont montrés dans le prochain paragraphe.

6.6.2 Performances pour des conditions atmosphériques médianes

Je vais montrer dans ce paragraphe plusieurs graphes, dont l'objet est de donner une première estimation des performances de FALCON. Je rappelle que j'ai uniquement considéré l'aspect spatial de la reconstruction, et que je n'ai pas introduit d'erreur temporelle dans ces simulations.

Le chapitre 1 a montré qu'une résolution angulaire de 0.25 arcsec (correspondant à des tailles de microlentilles de $0.125 \times 0.125 \text{ arcsec}^2$) devrait permettre d'étudier la dynamique de galaxies situées jusqu'à $z = 1.5$ avec un RSB spectroscopique d'au moins 3 pour une résolution en vitesse de ≈ 30

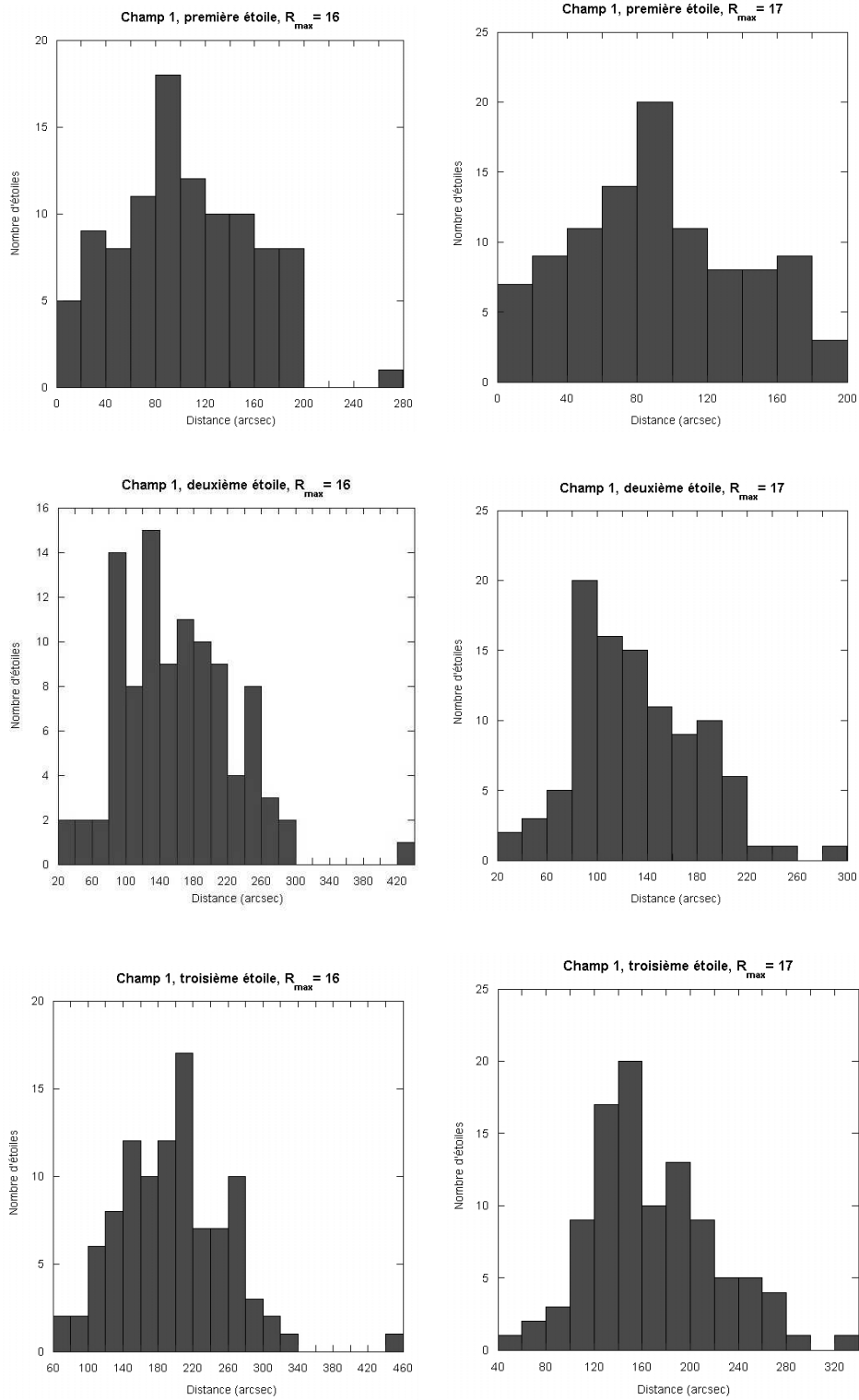


FIG. 6.10 – Histogrammes des distances de la première EA (en haut), de la deuxième EA (au milieu) et de la troisième EA (en bas) pour une magnitude limite $R = 16$ (à gauche) et $R = 17$ (à droite). Le champ considéré était le champ $n^{\circ} 1$ ($b \approx -90^{\circ}$).

km/s. Nous avons donc étudié la statistique de l'évolution du couplage pour un objet stellaire dans une telle ouverture en fonction du degré de correction par Optique Adaptative, c'est à dire ici le nombre de polynômes de Zernike mesurés et corrigés. Les conditions de turbulence étaient celles données au paragraphe 6.4, soit les conditions médianes de turbulence qui ont été mesurées sur le site du Cerro Paranal.

La spécification que nous avons fixée était celle définie à la section 6.3, ceci afin de pouvoir donner les couvertures de ciel d'un instrument comme FALCON. Nous avons donc étudié quelle était la probabilité d'augmenter le couplage dans une ouverture de 0.25×0.25 arcsec² d'un facteur 2 **par rapport** au couplage sans correction pour les différentes conditions de simulation.

La figure 6.11 montre un exemple de résultat obtenu pour le champ situé à $b \approx -60^\circ$, dans le cas où la correction par OA se fait en bande H. Deux cas de magnitude limite sont affichés sur cette figure : $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. Chaque figure montre la performance qui peut être atteinte dans 10%, 50% et 90% des cas. La ligne en pointillés correspond au double du couplage sans correction en bande H, qui dans notre cas vaut 19% en présence d'une échelle externe \mathcal{L}_0 de 24 mètres. On constate qu'il faudra corriger 100 polynômes de Zernike pour une magnitude limite $R = 16$ et 85 polynômes de Zernike pour une magnitude limite $R = 17$ afin de respecter la spécification consistant à doubler le couplage par rapport au couplage sans correction. Cette performance est plus facile à atteindre pour un analyseur pouvant descendre jusqu'à la magnitude 17. Ceci s'explique par deux raisons. La première est que la densité surfacique d'étoiles augmentant avec la magnitude, la distance des EAs à l'objet scientifique va diminuer, réduisant ainsi les phénomènes d'anisoplanétisme. La deuxième raison est que la magnitude limite est définie comme étant la magnitude pour laquelle la variance de bruit vaut 250 rad². Cela signifie donc que la variance de bruit sera à magnitude égale plus faible dans le cas où l'analyseur sera plus sensible, réduisant ainsi l'erreur de bruit, et améliorant donc les performances du système.

Nous constatons également sur cette même figure que les courbes correspondant aux performances atteintes dans 10% des cas et 90% des cas sont situées relativement à $\pm 10\%$ par rapport à la courbe montrant la performance médiane du système. J'ai retrouvé ce même comportement pour les courbes de couplage dans les autres simulations que j'ai effectuées. Pour ces autres cas que j'ai simulés, je montrerai donc à partir de maintenant uniquement les performances médianes.

La figure 6.12 montre donc les performances **médianes** (c'est-à-dire pour 50% des cas, correspondant donc à une couverture du ciel de 50%) atteintes par le système d'OA de FALCON pour les bandes J et H en fonction du nombre de polynômes de Zernike corrigés et de la magnitude limite de l'analyseur. Il y a trois courbes par figure, chacune correspondant à la performance médiane atteinte à une latitude galactique de $b \approx -90^\circ$, $b \approx -60^\circ$ et $b \approx -30^\circ$. La spécification consistant à doubler le couplage turbulent est indiquée sur chaque courbe sous la forme d'une ligne à valeur constante tracée en pointillés.

Que nous apprennent ces figures? On constate tout d'abord que cette spécification consistant à gagner un facteur 2 par rapport à la turbulence est très difficile à atteindre. On peut la respecter en bande J, mais elle oblige à effectuer l'analyse sur des étoiles de magnitude $R_{max} = 17$ tout en corrigeant 110 modes. Mais cette performance sera par contre atteinte **pour toutes** les latitudes galactiques. Il faut noter qu'une telle performance est bien au delà des possibilités des systèmes d'OA actuels.

Si on s'intéresse maintenant aux performances atteintes en bande H, la spécification peut être atteinte également en corrigeant un nombre de modes non négligeables (≥ 100) si l'analyse de front d'onde se fait toujours sur des étoiles de magnitude $R \leq 16$, et également pour toutes les latitudes galactiques. On constate par contre que la possibilité d'analyser sur des étoiles une magnitude plus faible ($R = 17$) permet cette fois-ci de réduire le nombre de modes à corriger. On passe ainsi de 100

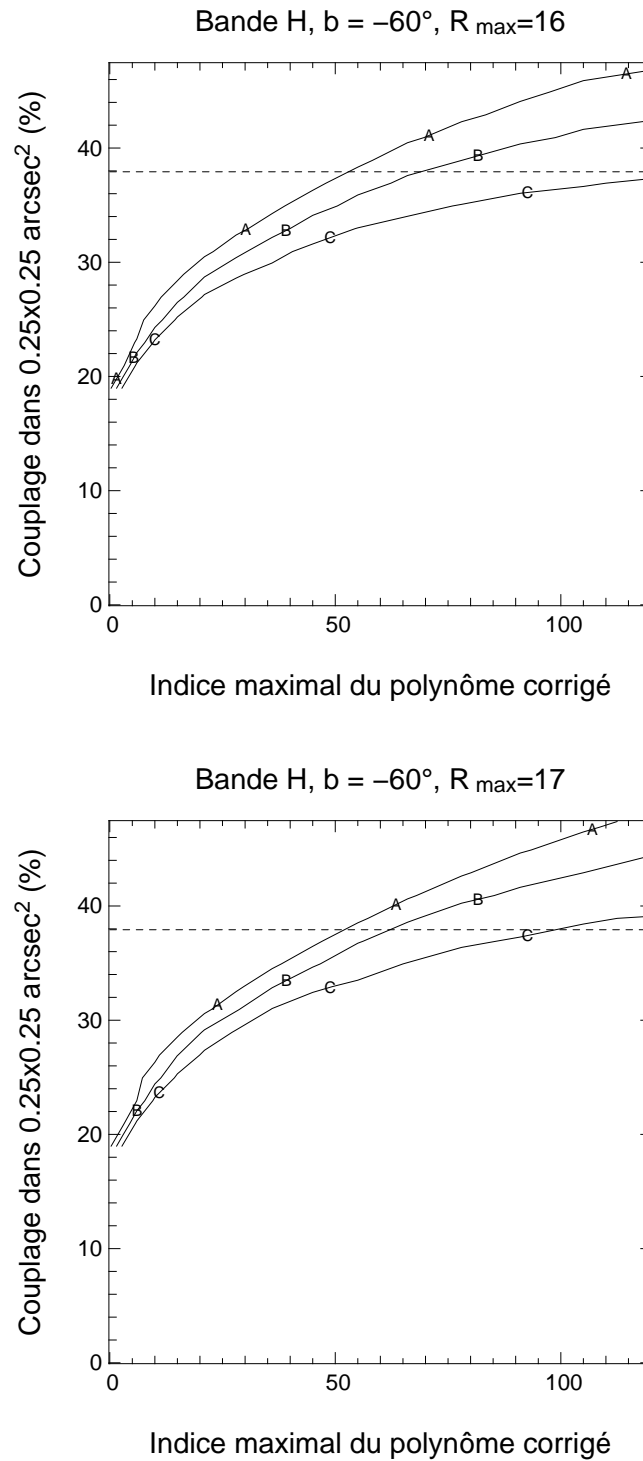


FIG. 6.11 – Evolution du couplage en bande H pour le champ situé à $b \approx -60^\circ$ en fonction du nombre de modes corrigés. La courbe marquée "A" correspond au couplage obtenu dans 10% des cas, celle marquée "B" correspond au couplage obtenu dans 50% des cas, et celle marquée "C" correspond au couplage obtenu dans 90% des cas. La figure du haut correspond à une magnitude limite $R_{\max} = 16$, celle du bas à $R_{\max} = 17$. La ligne horizontale en pointillés correspond au double du couplage sans correction, qui est égal à 19% en bande H dans le cas d'une échelle externe \mathcal{L}_0 de 24 mètres.

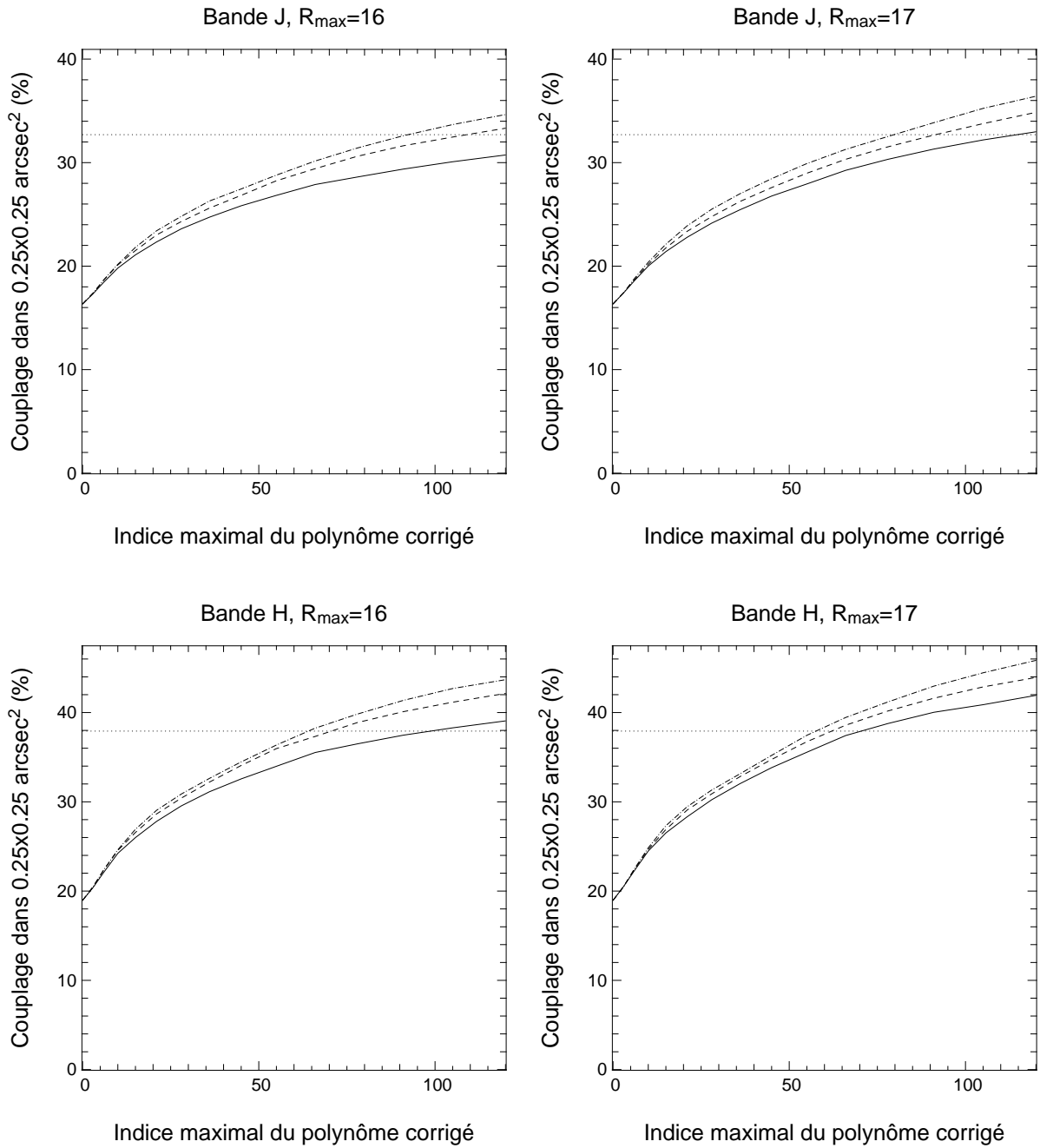


FIG. 6.12 – Evolution du couplage médian dans les bandes J et H pour chaque latitude galactique et chaque magnitude limite, en fonction de l'indice maximal du polynôme de Zernike corrigé. La courbe en trait plein correspond à performance médiane atteinte au pôle galactique, celle en pointillés à la performance médiane atteinte pour $b \approx -60^\circ$, et celle en pointillés-points à la performance atteinte pour $b \approx -30^\circ$. La ligne horizontale en pointillés correspond au double du couplage turbulent pour une échelle externe \mathcal{L}_0 médiane de 24 mètres.

modes à 70 modes. Une telle performance est très ambitieuse pour les systèmes d'OA actuels, mais ne devrait pas être insurmontable d'ici quelques années, à condition que la sensibilité des analyseurs soit réellement augmentée (voir la section 6.5).

La couverture du ciel de FALCON a été définie comme étant la probabilité de gagner un facteur 2 en couplage par rapport à la turbulence. On constate donc qu'il est possible d'atteindre une couverture du ciel de 50% pour n'importe quelle latitude galactique, y compris le pôle galactique, mais à condition de corriger 110 polynômes de Zernike en bande J et 70 polynômes en bande H, et d'effectuer l'analyse sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$.

J'ai bien insisté dans les lignes précédentes que cette étude ne pouvait à elle seule déterminer le dimensionnement du système d'OA de FALCON. Mais les chiffres obtenus précédemment laissent penser que dans le cas des conditions médianes de turbulence du Cerro Paranal, et en ne considérant pas d'erreurs supplémentaires venant perturber les images telles que les vibrations du télescope ou un effet de dôme, alors FALCON nécessitera 3 analyseurs autour de chaque objet scientifique avec au moins 11×11 sous-pupilles. Ces analyseurs devront être très sensibles puisqu'ils devront être capables d'effectuer la mesure sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$. Le miroir déformable devra également avoir un nombre équivalent d'actionneurs.

Nous voyons donc qu'il est possible de satisfaire notre première spécification consistant à doubler grâce l'OA le couplage par rapport au couplage sans correction, ceci au prix d'un effort technologique conséquent. Il y a également une autre spécification à respecter, à savoir une résolution spatiale inférieure à 0.25 arcsec. Ceci est alors complètement adapté à un échantillonnage fourni par des microlentilles de 0.125×0.125 arcsec². La figure 6.13 montre que cette spécification est par contre rapidement atteinte, puisqu'une correction de 40 polynômes de Zernike en bande J et en effectuant l'analyse de front d'onde sur des étoiles de magnitude $R \leq 16$ permet d'atteindre une largeur à mi-hauteur de 0.25 arcsec. On remarque d'ailleurs dans toutes les courbes de cette figure la présence d'un pallier auquel la largeur à mi-hauteur sature. Ceci peut s'interpréter alors par la présence du pic cohérent au coeur de la FEP typique de la correction fournie par l'Optique Adaptative.

L'examen simultané des courbes de couplage dans la figure 6.12 et des courbes de largeur à mi-hauteur de la figure 6.13 est très intéressant. En effet, nous avons vu qu'il est extrêmement difficile de doubler le couplage par rapport au couplage qui serait obtenu sans correction, cela oblige à corriger une centaine de polynômes de Zernike. Mais d'un autre côté, nous pouvons voir qu'il est beaucoup moins difficile d'atteindre une largeur à mi-hauteur inférieure à 0.25 arcsec. Ces résultats sont à rapprocher de l'étude que j'avais faite à la section 3.3 du chapitre 3. J'y ai en effet montré qu'il est obligatoire de corriger les **hauts ordres** pour ramener l'énergie dans le coeur de la FEP. Il n'est donc pas étonnant que les courbes de couplage continuent d'augmenter au fur et à mesure que l'on corrige plus de modes, et donc que le gain en couplage d'un facteur 2 nécessite malgré tout la correction d'un grand nombre de modes.

Il y a un autre point qu'il me paraît utile de mentionner, et qui a plus trait à la méthodologie utilisée pour générer ces courbes. Comme je l'ai dit au début de cette section, j'ai généré 100 positions aléatoires dans un champ de 1 degré carré pour ensuite calculer la FEP corrigée par Optique Adaptative à différentes longueurs d'onde et pour différents degrés de correction, l'analyse de front d'onde étant effectuée sur les 3 étoiles les plus proches. C'est à partir de ces 100 cas que nous avons pu effectuer des statistiques sur les performances de FALCON en terme de gain sur le couplage.

Une telle simulation nécessite malgré tout un temps de calcul important, en moyenne 12 heures pour obtenir une courbe pour un champ, et en ayant optimisé au maximum le code, notamment en

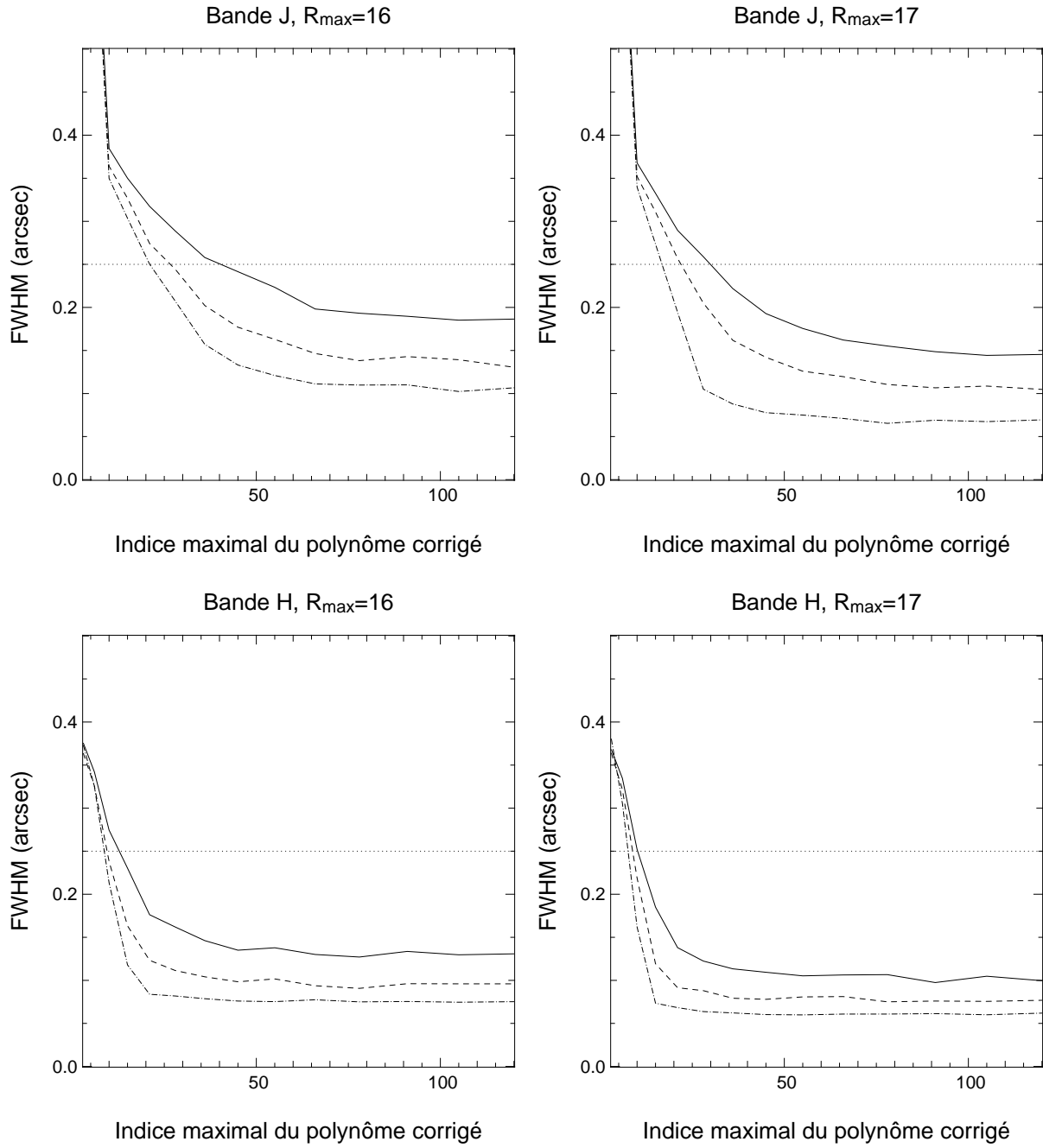


FIG. 6.13 – Evolution de la largeur à mi-hauteur médiane (en secondes d'arc) dans les bandes J et H pour chaque latitude galactique et chaque magnitude limite, en fonction de l'indice maximal du polynôme de Zernike corrigé. La courbe en trait plein correspond à performance médiane atteinte au pôle galactique, celle en pointillés à la performance médiane atteinte pour $b \approx -60^\circ$, et celle en pointillés-points à la performance atteinte pour $b \approx -30^\circ$. La ligne en pointillés correspond à une largeur à mi-hauteur de 0.25 arcsec, c'est à dire la résolution spatiale souhaitée sur FALCON.

Triplet	r_1	r_2	r_3	θ_1	θ_2	θ_3	R_1	R_2	R_3
1	169.9	175.4	188.6	-37.8	13.9	115.2	13.4	14.1	13.8
6	104.6	106.2	106.5	14.4	-80.6	71.6	14.8	14.8	15.6
33	146.4	171.5	205.8	171.4	-128.9	51.2	14.8	13.5	14.2
78	141.2	199.4	265.1	41	-155	-142.2	13.2	14.4	12.9
Moyenne	140.5	163.1	191.5	47.3	-87.7	23.95	14.05	14.2	14.1
σ	27.0	39.9	65.5	89.0	74.4	113.9	0.9	0.5	1.1

TAB. 6.5 – Exemple de triplets (r_i, θ_i, R_i) donnant des performances égales à la performance médiane obtenue pour le champ situé à $b \approx -90^\circ$. La magnitude limite est $R_{max} = 16$.

calculant une fois pour toutes les matrices nécessaires au calcul de la matrice de reconstruction \mathbf{W}_{opt} et en les stockant sur disque, et en procédant de la même manière pour les écrans de phase turbulents. Nous nous sommes récemment posés la question de savoir comment il serait possible de gagner en terme de temps de calcul. En effet, comme nous sommes intéressés par la valeur *médiane* du gain en couplage après correction, il y aurait moyen d’accélérer le calcul en ne considérant que les triplets d’étoiles qui donnent les performances les plus proches des valeurs médianes montrées sur les figures 6.12 et 6.13. Il serait même possible de considérer **le** triplet qui donnerait la performance égale à la performance médiane. Du coup, les calculs ne se feraient plus que sur ce triplet.

A titre d’exemple, la table 6.5 donne les caractéristiques de quatre triplets pour lesquels on obtient des performances proches de la performance médiane, dans le cas du champ au pôle galactique et en se limitant à une magnitude $R = 16$. La figure 6.14 donne quant à elle une représentation graphique de ces triplets. Ces informations sont intéressantes, puisqu’on y remarque que des configurations différentes donnent *in fine* des résultats identiques. Cela s’explique simplement car l’erreur commise sur la reconstruction de la phase de l’objet central est la somme de deux termes : une erreur d’anisoplanétisme (due à la distance des étoiles) et une erreur de bruit (due à la magnitude). On comprend dès lors qu’une même variance peut s’obtenir soit par l’utilisation de trois étoiles brillantes mais éloignées du centre du champ (exemple : le triplet 78), ou par l’utilisation de trois étoiles plus faibles mais plus proches du centre (exemple : le triplet 6). Du point de vue du temps de calcul, on a tout intérêt à se limiter à la configuration pour laquelle les étoiles sont les plus proches, le calcul de la matrice de reconstruction étant alors plus rapide puisque le nombre de polynômes de Zernike sur lequel on décompose la phase dans chaque couche turbulente sera alors plus faible. Le paragraphe 5.2.2 du chapitre 5 a en effet montré que le nombre de polynômes sur lequel on décompose la phase dans chaque couche est d’autant plus grand que les étoiles sont situées loin de l’objet central.

Pour conclure ce paragraphe, il me paraît utile de rappeler la performance que nous avons fixée à la section 6.3 pour fixer la couverture du ciel : doubler le couplage dans une ouverture de 0.25×0.25 arcsec² *par rapport* au couplage sans correction. J’ai considéré dans cette étude que le couplage sans correction était celui imposé par la turbulence, en supposant ici des conditions *médianes*. Il y a toutefois d’autres sources de perturbation qui peuvent venir dégrader ce couplage sans correction, comme par exemple des vibrations mécaniques du télescope qui vont élargir la FEP. De telles vibrations ont été repérées sur le VLT, avec des fréquences de résonance inférieures à 100 Hz (Rousset et al. 2003). Une autre source de perturbation est l’effet de dôme, terme utilisé pour désigner la turbulence à l’intérieur ou très proche du télescope, et dont les méthodes classiques de mesure du profil de turbulence telles que le DIMM ou le SCIDAR ne peuvent donner une estimation puisque ces instruments ne sont jamais placés à l’intérieur de la coupole mais en dehors.

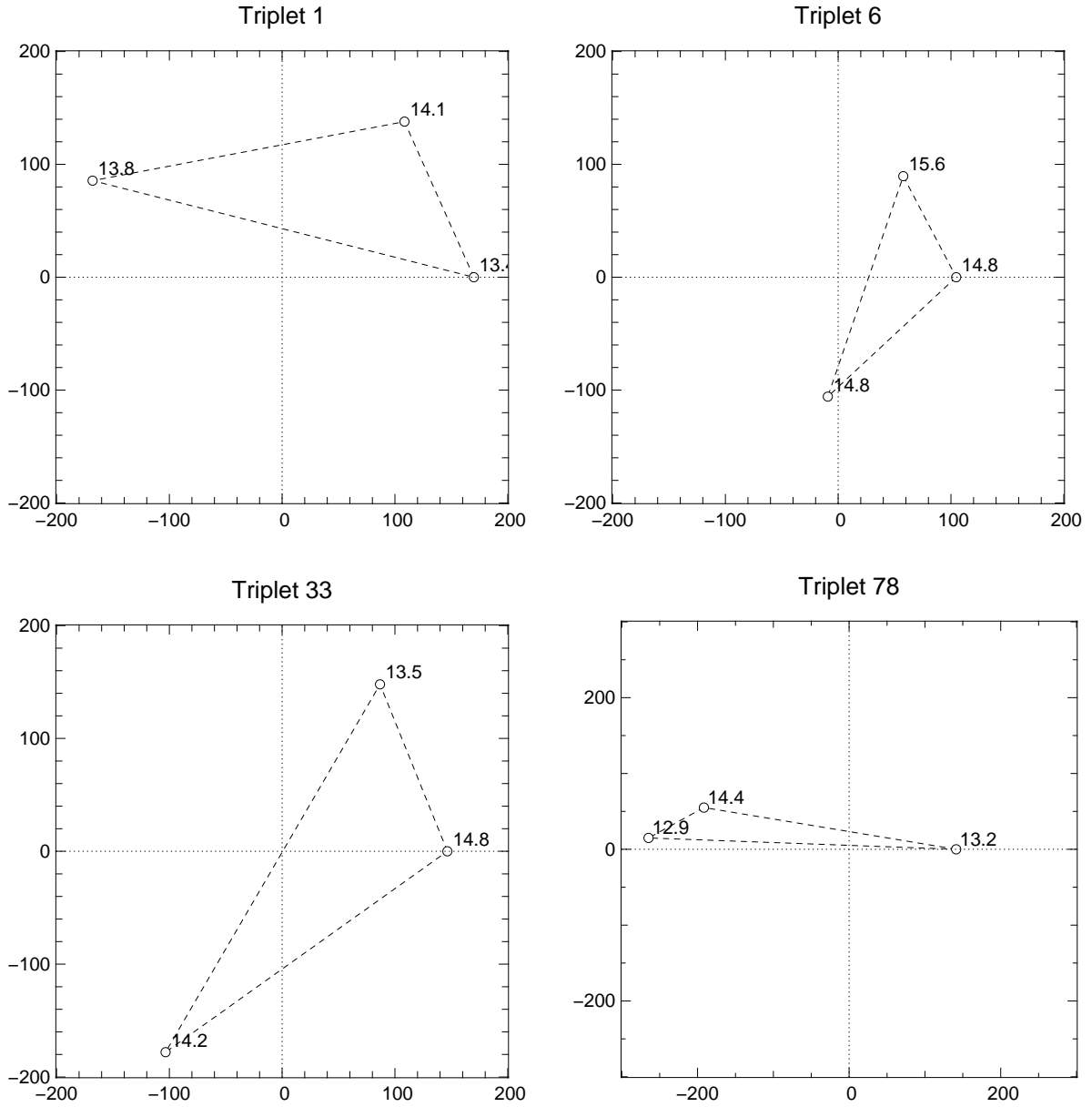


FIG. 6.14 – Exemple de configurations de triplets d'étoiles donnant la performance médiane pour le champ situé à $b \approx -90^\circ$. La première étoile est mise à chaque fois sur l'axe des abscisses. La magnitude limite est $R = 16$. Les axes sont gradués en secondes d'arc par rapport à l'objet central.

Il est clair que de telles dégradations du couplage sans correction vont avoir des conséquences non négligeables sur les performances de FALCON et le dimensionnement de l'instrument. Je vais étudier ceci plus en détail dans la prochaine section.

6.6.3 Conséquences de la variabilité des conditions atmosphériques

Le paragraphe précédent a présenté les performances médianes que l'on peut attendre du système d'OA de FALCON pour des latitudes galactiques $b \geq 30^\circ$ dans le cas où l'analyse de front d'onde est effectuée sur des étoiles de magnitude limite $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. Ces performances ont alors été comparées à la performance sans correction, ceci afin de pouvoir dériver la couverture du ciel de FALCON.

Nous avons vu que le couplage sans correction était fonction de plusieurs paramètres. Les plus importants sont ceux caractérisant la FEP sans correction, c'est à dire le paramètre de Fried r_0 ainsi que l'échelle externe \mathcal{L}_0 . L'influence de ces paramètres a été précisément décrite au chapitre 2. En complément de cela, d'autres sources de perturbation vont dégrader cette FEP, comme les vibrations mécaniques du télescope évoquées au paragraphe précédent. Il va résulter de cela un élargissement de la tâche image sans correction, et ainsi une diminution du couplage correspondant.

Je m'intéresse dans ce paragraphe aux conséquences du changement du couplage sans correction sur les performances de l'instrument. Les vibrations mécaniques du télescope étant difficilement modélisables, je me suis volontairement limité à étudier comment une modification des paramètres atmosphériques allait changer le couplage sans correction. Afin de bien mettre en évidence les conséquences d'un tel changement, j'ai volontairement choisi d'effectuer cette étude sur le champ qui donnait les performances les plus pessimistes au paragraphe précédent, c'est à dire le champ situé au pôle galactique. J'ai considéré les cas habituels de magnitude limite : $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. J'ai toujours supposé un seeing médian de 0.81 arcsec et un angle isoplanétique de 2.42 arcsec à une longueur d'onde de 0.5 microns pour simuler la turbulence. Mais j'ai aussi considéré deux valeurs pour l'échelle externe \mathcal{L}_0 : soit 24 mètres, soit 100 mètres. Nous avons en effet vu au chapitre 2 que plus l'échelle externe est importante et plus il y a d'énergie dans les basses fréquences, se traduisant notamment par une variance des tilts plus élevée. L'échelle externe étant une grandeur aléatoire, de telles valeurs peuvent être atteintes, comme l'ont d'ailleurs mentionnés Martin et al. (2000).

Le résultat de cette comparaison est présenté sur la figure 6.15, sur laquelle on a tracé l'évolution du couplage dans les bandes J et H en fonction du nombre de polynômes de Zernike corrigés, de la magnitude limite R_{max} , mais aussi de l'échelle externe \mathcal{L}_0 . La spécification définie par le double du couplage sans correction est également tracée pour information pour les deux valeurs d'échelle externe.

Ces courbes sont intéressantes pour deux raisons. La première concerne leur allure. On constate en effet que ces courbes sont légèrement différentes sur les 10 premiers modes, et qu'elles sont ensuite confondues. De telles courbes sont d'ailleurs en accord avec celles obtenues à l'issue des premières études sur FALCON (Hammer et al. 2001). Cette allure s'explique complètement par les effets de l'échelle externe évoqués précédemment : plus celle-ci est importante, plus la variance des basses fréquences spatiales (donc des premiers polynômes de Zernike) est élevée, plus la FEP sans correction sera élargie et donc plus le couplage dans une ouverture de taille identique sera à nombre égal de bas ordres corrigés plus faible dans le cas de l'échelle externe de 100 mètres que dans le cas de l'échelle externe de 24 mètres. Il faut noter que ces courbes tendent là encore vers des valeurs plus élevées lorsque la magnitude limite des EA est plus grande, toujours pour les mêmes raisons déjà évoquées au paragraphe précédent (diminution de l'anisoplanétisme et augmentation du RSB de l'analyseur.)

Mais c'est surtout du point de vue de la spécification consistant à doubler le couplage sans cor-

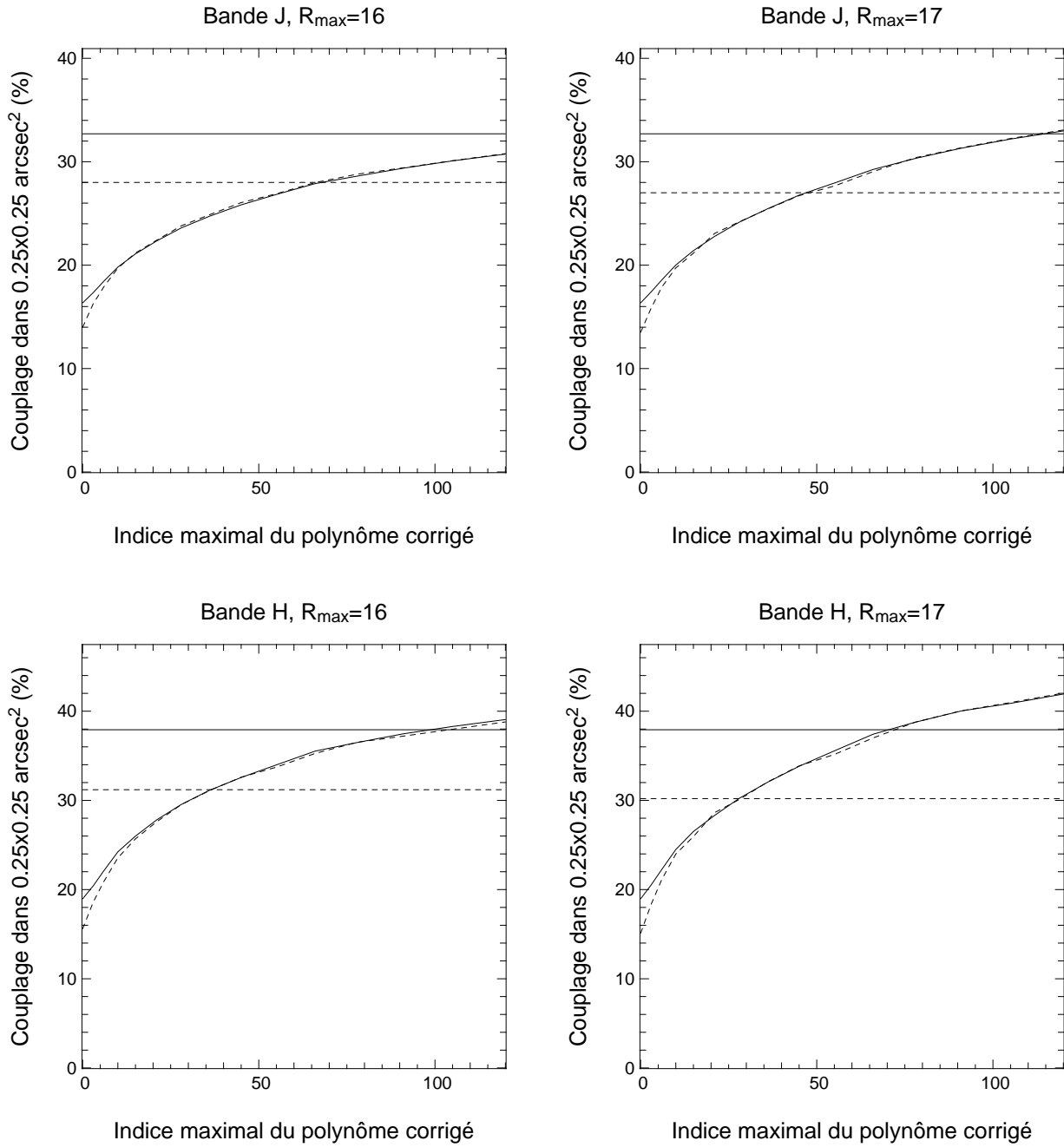


FIG. 6.15 – Evolution du couplage dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ en fonction de l'indice maximal du polynôme de Zernike mesuré et corrigé pour le champ situé à $b \approx -90^\circ$. Les figures du haut correspondent à la performance en bande J, celles du bas à la performance en bande H. La magnitude limite est $R_{\max} = 16$ (à gauche) ou $R_{\max} = 17$ (à droite). Pour chaque figure, on a tracé la performance et la spécification (double du couplage sans correction) obtenues pour une échelle externe $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres (trait plein) et pour une échelle externe $\mathcal{L}_0 = 100$ mètres (pointillés).

rection que ces courbes sont intéressantes. En effet, cette spécification a été tracée sur les quatre graphes de la figure 6.15. Dire que FALCON respecte cette spécification revient à dire que les courbes d'évolution du couplage après correction doivent intercepter la droite indiquant le double du couplage sans correction. Lorsque l'échelle externe \mathcal{L}_0 vaut 24 mètres, on constate que ceci est possible dans les deux bandes à condition que l'analyse de front d'onde soit effectuée sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$. Pour une échelle externe de 100 mètres, la performance est cette fois-ci atteinte aussi bien en bande J qu'en bande H, et ce pour une magnitude limite $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. Cela oblige alors à corriger au plus 70 et 40 polynômes de Zernike respectivement en bande J et en bande H.

De telles conclusions étant obtenues au pôle galactique, on en déduit alors que la performance consistant à doubler le couplage par rapport au couplage sans correction sera encore plus facile à obtenir pour les latitudes galactiques plus basses, en corrigeant alors moins de modes. Ceci a des conséquences non négligeables du point de vue du dimensionnement du système d'OA. Le paragraphe précédent concluait en disant qu'il fallait un système capable de mesurer et corriger au moins 100 modes, en effectuant l'analyse de front d'onde sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$. Un tel système permettait alors d'obtenir une couverture du ciel de 50% en bande H pour n'importe quelle latitude galactique, mais cela était par contre impossible en bande J. A l'opposé, ce paragraphe prouve qu'une telle couverture du ciel est possible à obtenir dans n'importe quelle bande et n'importe quelle latitude galactique. Il faut alors corriger au plus 70 modes sur des étoiles de magnitude $R \leq 16$. On retrouve là les possibilités d'un système fonctionnant actuellement sur le ciel comme NAOS, puisque ceci revient alors à envisager l'utilisation d'analyseurs avec 9×9 sous-pupilles et un miroir déformable chargé de corriger la phase sur axe avec autant d'actionneurs.

Pour conclure ce paragraphe, il me paraît là encore utile de rappeler la spécification que nous avons fixée dans cette étude : doubler le couplage grâce à l'OA par rapport au couplage sans correction. C'est donc cette dernière valeur qui est le paramètre critique pour le dimensionnement du système d'OA : une différence de 4% sur le couplage sans correction a d'énormes conséquences sur le dimensionnement des composants du système d'OA. D'un système devant commander au moins 100 modes en effectuant l'analyse de front d'onde sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$, on passe à un système devant corriger au plus 70 modes en effectuant l'analyse de front d'onde sur des étoiles de magnitude $R \leq 16$. Ceci permet alors d'obtenir une couverture du ciel de 50% non seulement au pôle galactique, mais aussi pour les latitudes galactiques plus basses, ce qui est extrêmement performant du point de vue de l'Optique Adaptative appliquée à de telles latitudes galactiques.

Il faut noter que le couplage sans correction a été dérivé à partir des paramètres médians de la turbulence donnés dans la table 6.4 fournis par le département d'Optique Adaptative de l'ESO. Ces paramètres étaient utilisés pour simuler numériquement une FEP sans correction, sur laquelle le couplage était mesuré. La statistique des paramètres de turbulence (r_0 , θ_0 , \mathcal{L}_0) a été obtenue à partir d'instruments comme le DIMM ou le GSM. Martin et al. (2000) donnent une carte du sommet du Cerro Paranal qui montre que ces derniers instruments étaient situés lors des mesures à une cinquantaine de mètres derrière les coupes. Comme notre spécification est extrêmement sensible au couplage sans correction, nous nous sommes alors posés la question de savoir si de telles valeurs suffisaient à caractériser la FEP sans correction obtenue au foyer du télescope. En effet, le but de FALCON est d'augmenter le couplage *au foyer* du télescope, qui est alors caractérisé par non seulement la turbulence du site du Cerro Paranal, mais également la turbulence ayant lieu au niveau même du télescope ainsi que les vibrations mécaniques déjà évoquées. Est-ce que les paramètres de la turbulence suffisent à caractériser totalement la FEP sans correction obtenue au foyer du télescope? Ceci est l'objet du prochain paragraphe.

\mathcal{L}_0 (m)	FWHM (arcsec)	Couplage (%)
24	0.419	19.31
48	0.467	17.56
96	0.504	16.48
∞	0.555	13.38
Fichier		
etoile1c.fits	0.555	12.57
etoile2c.fits	0.598	11.19

TAB. 6.6 – Largeur à mi-hauteur et couplage dans 0.25×0.25 arcsec² pour les FEP simulées dans le cas d'une échelle externe de 24, 48, 96 mètres et une échelle externe infinie. Les deux dernières lignes correspondent aux mesures effectuées sur les images obtenues avec FORS-2.

6.6.4 Discussion et comparaison avec des données réelles

Nous avons vu au paragraphe précédent comment le couplage sans correction avait une influence critique sur le dimensionnement du système d'OA de FALCON, dans le cas où notre spécification consiste à doubler grâce à l'OA le couplage par rapport au couplage sans correction *au foyer du télescope*. J'ai considéré dans les études précédentes que ce dernier était complètement caractérisé par les conditions de turbulence.

Afin de vérifier cette hypothèse, je me suis intéressé à comparer des FEP sans correction (c'est à dire des images d'étoiles) obtenues au foyer du VLT avec des FEP simulées numériquement à l'aide du code que j'ai développé. Nous avons pensé utiliser des FEP sans correction obtenues avec FORS et ISAAC pour effectuer cette vérification. Mais un examen approfondi des images a montré que les FEP données par ISAAC avaient une forme très irrégulière, s'expliquant par la présence d'aberrations dues à une mauvaise position du collimateur de l'instrument².

J'ai donc examiné plusieurs images données par l'instrument FORS-2 installé sur le télescope Kueyen du VLT. Les données pour simuler la FEP sans correction étaient stockées dans l'en-tête des images. Ce dernier contient pour chaque image les valeurs de seeing ($0.976 \lambda / r_0$) données par le DIMM au début et à la fin de la pose, ainsi que les masses d'air correspondantes. Ceci permet d'obtenir le paramètre de Fried en début et fin de pose à une longueur d'onde de 0.5 microns. Nous avons alors utilisé ces deux valeurs de paramètre de Fried pour calculer un paramètre de Fried moyen \bar{r}_0 pendant la pose, qui était ensuite ajusté à la longueur d'onde centrale du filtre effectué pour l'imagerie par la loi $r_0(\lambda) = r_{0,DIMM} (\lambda / \lambda_{DIMM})^{6/5}$, et corrigé de la masse d'air moyenne du télescope pendant la pose. J'ai également considéré quatre valeurs d'échelle externe \mathcal{L}_0 : 24, 48, 96 mètres et une échelle externe infinie. Ces deux paramètres (\bar{r}_0 , \mathcal{L}_0) étaient alors utilisés pour générer une turbulence mono-couche dans la pupille à l'aide des routines présentées dans la section A.3 de l'annexe A, en particulier dans le cas de l'échelle externe infinie. Ceci permettait de calculer la FEP courte pose, puis la FEP longue pose après moyennage de 500 FEP courte pose.

Dans un premier temps, j'ai examiné deux images prélevées dans une même image grand champ obtenue par FORS-2 dans le filtre "R Special", centré sur $\lambda = 0.655 \mu m$. Le paramètre de Fried moyen \bar{r}_0 est de 17.13 cm pour une longueur d'onde de 0.5 microns, ce qui donne un seeing moyen de 0.555 arcsec pour la longueur d'onde centrale du filtre R Special. J'ai alors simulé 4 FEP non corrigées en générant la turbulence pour les 4 valeurs d'échelle externe énumérées précédemment. J'ai ensuite pu comparer les valeurs données par les simulations et celles données par les images réelles.

2. voir le site web <http://www.eso.org/instruments/isaac/collinfo/collinfo.html>

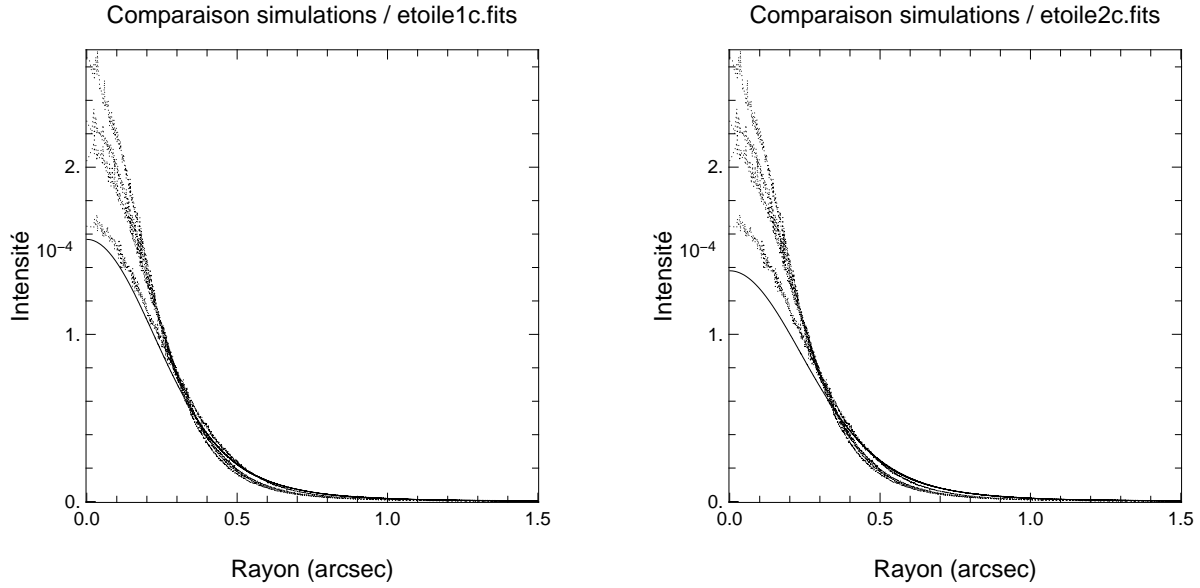


FIG. 6.16 – Comparaison des profils radiaux obtenus sur les FEP simulées théoriquement et sur les images FORS-2. Les courbes en pointillés correspondent de haut en bas aux profils des FEP simulées pour une échelle externe de 24, 48, 96 mètres et une échelle externe infinie. La courbe en trait plein correspond au profil mesuré sur l'image FORS-2

Cette comparaison est montrée sur la table 6.6. On y voit que les valeurs de largeur à mi-hauteur et de couplage obtenues sur les FEP simulées s'accordent le mieux avec celles obtenues sur les images FORS lorsque la turbulence est générée avec une échelle externe infinie. Cela est encore plus visible sur la figure 6.16 : le profil mesuré sur l'image FORS est systématiquement en dessous du profil simulé pour une échelle externe infinie. Ces deux résultats laissent penser que l'hypothèse selon laquelle la turbulence est l'unique responsable de la formation des images sans correction n'est pas suffisante pour expliquer l'allure de la FEP non corrigée. Mais à qui incomber la responsabilité de l'incomptabilité de ces résultats ? Une première hypothèse est que l'élargissement des images, que l'on perçoit bien sur la figure 6.16 peut être dû aux vibrations mécaniques du télescope dont j'ai déjà parlé. Une autre hypothèse serait que le seeing et l'échelle externe mesurés par le DIMM et le GSM au sommet du Cerro Paranal soient différents de ceux caractérisant la turbulence vue par les télescopes du VLT, notamment en raison de la distance les séparant sur le site.

Deux objets ne suffisent pas à tirer des conclusions sur le désaccord entre les valeurs de couplage sans correction données par les simulations et les observations. J'ai donc refait le même type d'étude sur d'autres images FORS-2 obtenues lors d'observations d'objets trans-neptuniens (TNOs). Je tiens à remercier au passage Audrey Delsanti, de l'équipe planétologie du LESIA, pour avoir mis à ma disposition ces images.

Ces images ont été prises dans les bandes B, V, R (en majorité) et I, pendant des temps de pose compris entre 2 et 5 minutes. J'ai tout d'abord repéré dans chaque image les étoiles qui n'étaient pas saturées. J'ai ensuite isolé chaque étoile en ayant pris soin au préalable de soustraire le fond local. J'ai ensuite recentré chaque image afin que le pixel de l'étoile d'intensité maximale se retrouve réellement au centre de l'image. Le pixel du détecteur FORS-2 faisant 0.201 arcsec de côté, j'ai alors déconvolué ces images par la réponse du pixel afin de pouvoir réellement comparer ces images avec les images en sortie des simulations. J'ai enfin utilisé de nouveau les données dans l'en-tête de chaque fichier pour simuler numériquement des FEP non corrigées de la même manière que décrit précédemment. Ceci a

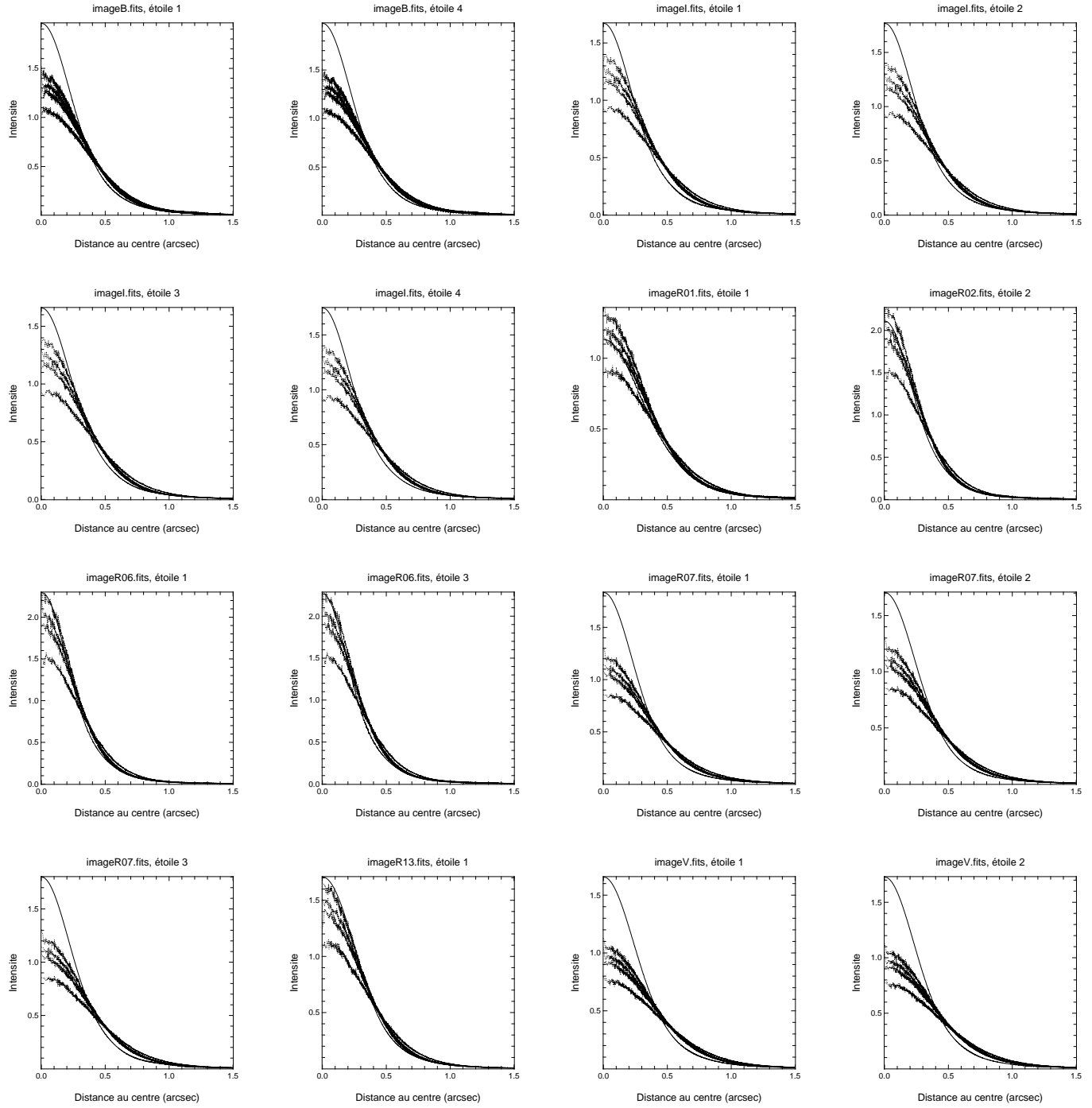


FIG. 6.17 – Comparaison des profils radiaux obtenus sur les FEP simulées théoriquement et sur les images FORS-2. Les courbes en pointillés correspondent de haut en bas aux profils des FEP simulées pour une échelle externe de 24, 48, 96 mètres et une échelle externe infinie. La courbe en trait plein correspond au profil mesuré sur l'image FORS-2

donc permis d'effectuer la comparaison entre les FEP simulées et observées sur plus d'échantillons.

Le résultat de cette comparaison est montré sur la figure 6.17, sur laquelle sont affichés les profils pour 16 étoiles obtenus soit à partir de FEP non corrigées simulées numériquement à l'aide des

données contenues dans l'en-tête des images (mesures du DIMM), soit à partir de l'image observée. Plusieurs cas de figures apparaissent au vu de ces profils. Pour 5 étoiles (dans les images R01, R02, R06 et R13), on constate que le profil mesuré et les profils simulés s'accordent bien pour des valeurs d'échelle externe finies, comprises entre 24 et 96 mètres, avec une majorité pour une échelle externe de 24 mètres (3 étoiles sur 5). Mais pour les 11 autres étoiles, on constate que le profil mesuré est systématiquement supérieur aux profils simulés pour les pixels centraux ($r \leq 0.5$ arcsec), ce qui se traduit par une largeur à mi-hauteur inférieure à celles données par les profils simulés. On se retrouve alors dans une situation contraire à celle montrée par les deux FEP issues de FORS étudiées en premier.

Une telle différence de largeur à mi-hauteur sur ces 11 étoiles ne peut pas simplement s'expliquer par une échelle externe inférieure à 24 mètres, mais plutôt par une sous-estimation du paramètre de Fried r_0 donné par le DIMM par rapport à celui caractérisant la turbulence vue par le télescope. Il se trouve que ceci a été récemment constaté par Fusco et al. (2004), qui a comparé les valeurs des paramètres de turbulence données par le DIMM avec celles estimées à partir des données en sortie de NAOS. Fusco et al. (2004) trouvent ainsi une sous-estimation du paramètre de Fried donnée par le DIMM de **1.4 cm**, qui d'après eux peut s'expliquer par la différence d'altitude entre le miroir primaire du VLT (≈ 12 m) et celle du DIMM (≈ 6 m). Dans ce cas, le DIMM voit une part plus importante de la couche au sol dans laquelle la turbulence est élevée, expliquant alors la valeur plus faible de r_0 donnée par cet instrument. Ceci est confirmé dans cet article par une statistique du seeing entre Janvier 2002 et Juin 2003, qui montre que le seeing médian mesuré par NAOS (0.97 arcsec) est inférieur à celui donné par le DIMM (1.03 arcsec). Il faut d'ailleurs noter que ces valeurs sont inférieures à celles que j'ai utilisées pour les simulations faites dans ce chapitre, ces valeurs n'étant pas disponibles au moment où j'ai effectué l'étude. La valeur médiane d'échelle externe mesurée par NAOS (19.3 m) est par contre proche de celle que donnent Martin et al. (2000).

Ce paragraphe avait pour but de vérifier si les valeurs de couplage sans correction obtenues par les simulations étaient en accord avec celles qu'on obtiendrait au foyer du VLT. La section précédente a en effet montré que dans le cas où la spécification de FALCON consiste à doubler le couplage par rapport à celui obtenu sans correction, ce dernier a des conséquences non négligeables sur le dimensionnement et la couverture du ciel de l'instrument. J'ai donc comparé des FEP sans correction obtenues avec FORS-2 avec des FEP sans correction simulées à l'aide du code que j'ai développé, sachant que je supposais alors que la forme de la FEP sans correction était uniquement due à la turbulence, ces conditions étant stockées dans l'en-tête des images FORS-2 utilisées pour cette étude. Les deux premiers cas étudiés laissent penser que le couplage sans correction obtenu grâce aux simulations est trop optimiste, puisque l'on trouve alors que le profil radial d'une FEP simulée en supposant une échelle externe infinie suffit à peine à s'ajuster aux profils mesurés. Mais les 16 cas suivants montrent deux choses différentes. Pour 5 FEP, les profils des FEP sans correction simulées s'ajustent bien à ceux de la FEP observée, pour une turbulence Von-Karman et une échelle externe finie de 24, 48 ou 96 mètres. Pour les 11 autres cas, le profil mesuré montre systématiquement une largeur à mi-hauteur plus faible que celle donnée par le DIMM, laissant penser que le paramètre de Fried mesuré par ce dernier est alors plus pessimiste que celui caractérisant la turbulence subie par le télescope. Nous avons vu que ceci a récemment été constaté dans la littérature par Fusco et al. (2004).

Dès lors, peut-on dire que la statistique des paramètres de turbulence donnée à partir des mesures du DIMM suffisent à caractériser les images non corrigées obtenues au foyer du VLT? Il est difficile de trancher. L'étude faite ici et les résultats de Fusco et al. (2004) laissent penser que la turbulence subie par le télescope est moins forte que celle mesurée par le DIMM, se traduisant par des images plus fines obtenues au foyer du télescope. Mais nous avons cependant vu que nous arrivons à des conclusions contraires sur deux cas. Il me paraît donc prioritaire de continuer à mener une étude de

caractérisation de la turbulence au foyer du télescope. Nous avons vu que l'utilisation des données NAOS permet d'effectuer ceci, aussi il serait utile de récupérer de telles données, obtenues sur une période la plus longue possible, afin de pouvoir commencer à déterminer une statistique précise des paramètres dimensionnant la turbulence vue par le télescope. Ceci aura au final des conséquences non négligeables sur le dimensionnement des instruments de seconde génération pour le VLT utilisant l'Optique Adaptative. Nous voyons ainsi que le dimensionnement final de FALCON bénéficiera à coup-sûr d'une telle étude.

Un autre point critique pour tous ces futurs systèmes d'OA est une caractérisation plus précise du profil de turbulence et de l'angle isoplanétique au Cerro Paranal. En effet, la plupart des futurs instruments VLT de seconde génération utilisant l'Optique Adaptative, ainsi que FALCON, ont pour but d'atténuer la dégradation causée par l'anisoplanétisme dû à la structure volumique de l'atmosphère. Cela nécessite donc d'avoir au préalable une statistique sur le profil de turbulence. Beaucoup d'études ont été faites jusqu'à présent sur des données ballons datant de 1992, à l'époque où les télescopes du VLT n'étaient pas encore installés. Un instrument du type MASS, capable justement de mesurer le profil de turbulence, a récemment été installé au sommet du Cerro-Paranal. Il apparaît là-aussi primordial d'effectuer d'ici environ 6 mois un dépouillement systématique des données en sortie de ce système afin d'avoir cette fois-ci une statistique sur le profil de turbulence au Cerro Paranal, et en particulier sur l'importance de la turbulence dans la couche au sol. Plus celle-ci sera forte, et moins l'anisoplanétisme sera présent.

Pour conclure cette section, j'aurais envie de dire qu'il paraît prioritaire d'effectuer de nouveau une caractérisation plus précise de la turbulence au Cerro Paranal, et en particulier de celle subie par le télescope. Les outils capables d'effectuer ceci sont aujourd'hui installés sur les télescopes de l'observatoire, et une statistique des mesures en sortie de ces outils me semble obligatoire pour pouvoir préciser le dimensionnement des futurs systèmes d'OA qui seront installés sur le VLT, dont FALCON.

6.7 Résultats pour un critère absolu

Jusqu'à présent, nous avons considéré que la couverture du ciel de FALCON reposait sur une spécification **relative** : doubler le couplage *par rapport* au couplage sans correction. En supposant que celui-ci soit imposé par la turbulence, nous avons alors vu qu'une variation de quelques pourcents due à une mauvaise connaissance des paramètres caractérisitiques de la turbulence a une influence non négligeable sur le dimensionnement du système d'OA de FALCON.

Qu'en est-il si l'on se fixe un critère de couplage **absolu** et non pas relatif? J'ai déjà évoqué ceci dans la section 6.3, en faisant le lien avec les études faites au chapitre 1, dans lequel je m'intéressais au gain en RSB spectroscopique en fonction de l'augmentation du couplage dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$ fourni par l'Optique Adaptative. J'ai bien dit dans la section 6.3 que ces seules études ne suffisent pas à donner une réponse définitive, mais il me paraît intéressant de faire ici le lien avec les résultats donnés dans au paragraphe 6.6.4.

Le chapitre 1 a montré qu'un couplage de 30% en bande J et de 40% en bande H permettait d'effectuer la spectroscopie 3D de galaxies situées à $z = 0.9$ et $z = 1.5$, en supposant que cela soit alors la raie $H\alpha$ qui soit utilisée pour tracer le champ de vitesse. FALCON permet-il d'atteindre ces valeurs? La figure 6.18 montre que oui, mais là-encore à condition que l'analyse de front d'onde s'effectue sur des étoiles de magnitude $R \leq 17$. Ainsi, en bande J, l'analyse et la correction d'au plus 70 modes permet d'obtenir un couplage de 30% avec une probabilité de 50% *pour n'importe quelle latitude galactique*. En bande H, on atteint un couplage de 40% pour 50% des cas lorsque l'on corrige 90 modes. On arrive donc à obtenir une couverture du ciel de 50% pour n'importe quelle latitude galactique. Là encore,

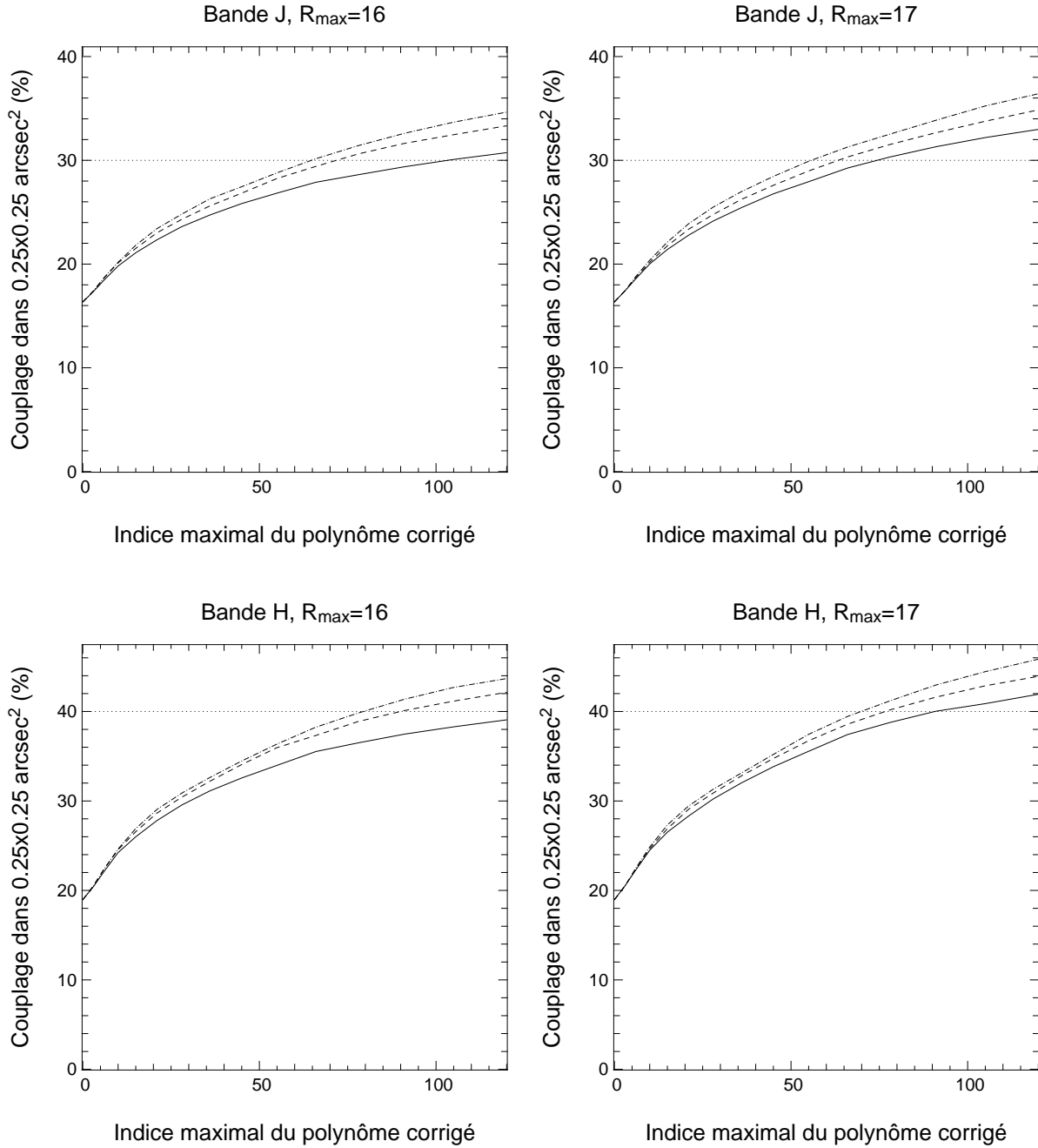


FIG. 6.18 – Evolution du couplage médian dans les bandes J et H pour chaque latitude galactique et chaque magnitude limite, en fonction de l'indice maximal du polynôme de Zernike corrigé. La courbe en trait plein correspond à performance médiane atteinte au pôle galactique, celle en pointillés à la performance médiane atteinte pour $b \approx -60^\circ$, et celle en pointillés-points à la performance atteinte pour $b \approx -30^\circ$. La ligne en pointillés correspond respectivement à un couplage de 30% en bande J et 40% en bande H , permettant d'effectuer la spectroscopie 3D de galaxies situées à $z = 0.9$ et $z = 1.5$, et que la raie $H\alpha$ soit utilisée pour déterminer la dynamique de la galaxie.

de telles valeurs de couverture du ciel sont alors extrêmement élevées, et justifient complètement un instrument comme FALCON.

On voit dès lors que l'utilisation d'un couplage absolu pour la définition de la spécification a là encore des conséquences non négligeables sur le dimensionnement de l'instrument et la couverture du ciel que l'on peut atteindre. Dans notre cas, il faudrait que les ASOs de FALCON aient de l'ordre de 9×9 sous-pupilles et puissent effectuer l'analyse de front d'onde sur des étoiles de magnitude $R = 17$, et que le miroir déformable ait autant d'actionneurs. De tels systèmes ne devraient pas être irréalistes d'ici quelques années.

Cette définition d'un couplage absolu repose malgré tout sur plusieurs hypothèses, déjà évoquées au chapitre 1, et qui incitent à rester prudent. Tout d'abord le fait que nous avons utilisé l'image en $H\alpha$ d'une galaxie pour alors simuler l'image d'une galaxie lointaine à différents décalages spectraux. Cette hypothèse est très simplificatrice, la première partie de cette thèse ayant montré que les galaxies situées à $z \geq 1$ ont des morphologies très variées et pour la plupart irrégulières. Nous avons également fait d'autres hypothèses sur la physique des galaxies lointaines pour effectuer ces simulations. Malheureusement les données nécessaires à ces études sont encore peu fréquentes dans la littérature. Aussi l'étude faite ici prouve que le couplage absolu peut servir à dimensionner un instrument comme FALCON, mais que ces chiffres restent à préciser, notamment en effectuant le même type d'études que celles faites au chapitre 1, sur des galaxies avec des morphologies et des propriétés physiques différentes. Il devrait alors être possible de mieux préciser le dimensionnement d'un instrument aussi complexe que FALCON.

6.8 Conclusion

Ce chapitre a présenté les résultats obtenus à l'aide du code de simulation du système d'OA tomographique de FALCON que j'ai développé au cours de ma thèse. Plusieurs choses méritent d'être dites dans cette conclusion.

Dans un premier temps, il me paraît important de parler de la sensibilité de l'analyseur de front d'onde. Les études faites dans ce chapitre montrent qu'il y a tout intérêt à augmenter la sensibilité des analyseurs existants, afin qu'ils soient capable de fonctionner jusqu'à des magnitudes $R = 17$. Un tel gain en magnitude passe par une diminution du bruit de lecture du détecteur de l'analyseur. Mais j'ai également montré qu'un détecteur plus sensible dans le rouge (jusqu'à $\lambda = 1 \mu m$) permet idéalement de gagner jusqu'à 0.7 magnitudes à variance de bruit égale. Le gain en magnitude limite sera d'autant plus élevé que l'étoile d'analyse sera rouge, caractéristique des étoiles du type K5-M0 que l'on retrouve dans le halo de notre galaxie.

Un autre point important concerne la spécification que nous souhaitons respecter, et qui a des conséquences directes sur le dimensionnement du système d'OA et la couverture du ciel d'un instrument comme FALCON. L'étude faite dans ce chapitre montre que cette spécification n'est pas encore fixée à l'heure actuelle. Dans tous les cas, nous souhaitons augmenter le couplage dans une ouverture de $0.25 \times 0.25 \text{ arcsec}^2$. Le problème concerne précisément comment quantifier cette augmentation. L'utilisation d'un couplage absolu est une manière de dimensionner le système d'OA. Le problème est que la physique des galaxies situées à $z \geq 1$ étant encore mal connue, peu de données aujourd'hui dans la littérature suffisent à établir un tel dimensionnement. L'étude effectuée au chapitre 1 a donné une première estimation du gain apporté par l'Optique Adaptative sur la spectroscopie 3D de galaxies lointaines, en donnant notamment des valeurs de couplage absolu après correction par l'Optique Adaptative dans les bandes J et H. Mais cette étude n'a considéré qu'une seule galaxie, il ne paraît pas raisonnable d'établir le dimensionnement de FALCON sur cette seule étude, d'autant

R_{max}	17
Diamètre maximal de bouton	22 mm
# s/s pup. et actionneurs pour doubler le couplage	11 × 11 (à confirmer)
# s/s pup. et actionneurs pour obtenir le couplage absolu souhaité	9 × 9 (à confirmer)

TAB. 6.7 – *Tableau récapitulatif des spécifications des composants du système d’OA de FALCON dérivés à partir des résultats de ce chapitre. Certaines spécifications restent à préciser.*

plus que les hypothèses physiques faites restent à vérifier. Ceci nous a donc conduit à définir une autre spécification, visant cette fois-ci à augmenter le couplage d’un facteur 2 grâce à l’OA par rapport au couplage sans correction. Les courbes obtenues au paragraphe 6.6.2 ont montré qu’il était difficile de respecter cette spécification pour des conditions médianes de turbulence, car c’est alors le couplage sans correction qui va conditionner le dimensionnement du système d’OA. J’avais toutefois considéré que le couplage sans correction au foyer du télescope était uniquement dicté par la turbulence, aussi je me suis intéressé à vérifier si ces valeurs de couplage obtenues par simulation vérifiaient ce que l’on observe réellement au foyer du télescope.

Le paragraphe 6.6.4 a montré que les mesures des paramètres caractéristiques de la turbulence donnés par le DIMM au sommet du Cerro Paranal étaient rarement en accord avec ce que l’on observait au foyer du télescope, notamment à cause d’une différence d’altitude et de localisation sur le site. Il paraît primordial d’effectuer une caractérisation complète des phénomènes venant perturber les images sans correction *au foyer* des télescopes constituant le VLT. Nous avons vu que les données en sortie du système d’optique adaptative NAOS permettent d’effectuer cela, aussi une étude statistique de ces données depuis la mise en place de NAOS il y a maintenant plus de deux ans mérite d’être faite. Ceci permettra d’obtenir une meilleure statistique du paramètre de Fried r_0 et de l’échelle externe \mathcal{L}_0 . Il paraît également primordial d’avoir des statistiques supplémentaires de l’angle isoplanétique et du profil de turbulence au Cerro Paranal, les dernières mesures datant de 1992 à une époque où les télescopes n’avaient pas encore été installés. La mise en place récente au Cerro Paranal d’un système du type MASS devrait permettre d’ici quelques mois d’avoir une première statistique du profil de turbulence au Cerro Paranal. Toutes ces données mises à jour (paramètre de Fried, échelle externe, angle isoplanétique et profil de turbulence) mériteraient alors d’être ré-injectées dans le code que j’ai développé pour pouvoir préciser les spécifications de FALCON.

Comme je l’ai dit plus haut, je pense qu’il est encore trop tôt pour fixer le dimensionnement définitif du système d’OA de FALCON grâce aux courbes montrées aux paragraphes 6.6.4 et 6.7. Les résultats obtenus dans ce chapitre permettent toutefois d’établir des premières estimations (non définitives) sur les caractéristiques des dispositifs de ce système, qui sont montrées dans la table 6.7.

Il me paraît toutefois important de mentionner plusieurs points. Le premier concerne la manière dont ces courbes ont été obtenues, c’est-à-dire en faisant la statistique de FEP corrigées par OA dans les bandes J et H pour différents ordres de correction, ceci sur 100 triplets d’étoiles, pour des champs situés à trois latitudes galactiques différentes et en considérant des magnitudes limites $R_{max} = 16$ ou $R_{max} = 17$. J’ai mentionné le fait qu’il existe un ou plusieurs triplets qui donnent des résultats proches, voire égaux au résultat médian pour chaque champ. Il me paraît important de continuer de repérer pour chaque champ étudié et chaque magnitude limite les triplets qui donnent ce genre de performances, afin de uniquement limiter à ceux-ci les études. Cela fera gagner un temps de calcul non négligeable. De plus, j’ai jusqu’à présent considéré des conditions médianes de turbulence pour

lancer les simulations. Des études pour d'autres conditions de turbulence méritent d'être faites afin de quantifier l'évolution du système lorsque la turbulence change. Enfin, un point que je n'ai pas abordé dans cette thèse est l'adjonction d'une erreur temporelle dans les simulations. Un système tel que celui étudié jusqu'à présent est idéal puisqu'il suppose que la phase turbulente est instantanément corrigée à partir des mesures en sortie des analyseurs hors-axe. Ce n'est malheureusement pas le cas dans la réalité, des retards viennent s'insérer dans les systèmes d'OA, dégradant dès lors les performances du système. Il est donc là-encore important d'effectuer des études supplémentaires tenant compte de ce retard temporel.

Pour conclure, il me paraît important de parler du domaine d'applicabilité de ces courbes. Les hypothèses pour les simulations ne privilégiaient aucun type d'analyseur ou de miroir déformable, ceci volontairement dans le but de rester le plus général possible. Il faut aussi mentionner que je n'ai pas fait non plus d'hypothèses sur l'encombrement physique des dispositifs d'Optique Adaptative. Ces courbes sont donc adaptées à des dispositifs du type "*boutons*" tels que ceux présentés au chapitre 5, à condition toutefois que le diamètre des boutons soit suffisamment faible pour pouvoir être positionnés sur toutes les étoiles d'analyse utilisées dans les simulations. Ces courbes sont également adaptées à d'autres solutions technologiques tels que des bras articulés situés en périphérie du plan focal et venant positionner des systèmes optiques dans le plan focal. Cette approche est actuellement en cours d'étude au GEPI, car les systèmes optiques ainsi positionnés auraient pour but d'amener la lumière vers des systèmes d'Optique Adaptative déportés, permettant dès lors de s'affranchir des contraintes extrêmes de miniaturisation des analyseurs et du miroir déformable imposées par les boutons. Cette utilisation de multiples bras articulés s'inspire de la philosophie choisie pour l'instrument *K-MOS* (Sharples et al. 2003), qui est un projet de spectrographe multi-intégrales de champ dans les bandes J, H et K, et utilisant des systèmes de découpe d'images pour effectuer l'échantillonnage spatial. Mais *K-MOS* n'utilisant pas d'Optique Adaptative, sa résolution sera dans tous les cas bien inférieure à celle donnée par FALCON.

Conclusion

Bilan

Le travail de thèse présenté dans ce manuscrit a pour but d'étudier l'apport de la haute résolution angulaire sur l'étude des galaxies lointaines, ceci afin de mieux comprendre les mécanismes physiques responsables de l'évolution des galaxies depuis $z \approx 1$ (c'est à dire à une époque où l'univers avait environ la moitié de son âge actuel) jusqu'à aujourd'hui.

Les relevés profonds ont montré que la formation stellaire a connu un pic à $z \approx 1$, et qu'elle connaît depuis un déclin, dû à deux populations dominantes de galaxies à cette époque : les galaxies lumineuses dans l'infrarouge et les galaxies compactes lumineuses. La première partie a donc été consacrée à l'étude de ces galaxies grâce à des images à haute résolution spatiale issues du télescope spatial Hubble, afin de mieux déterminer leur nature. J'ai effectué l'analyse morphologique de plusieurs de ces galaxies répertoriées dans le CFRS à l'aide de *GIM-2D*, un logiciel d'analyse morphologique automatique effectuant la décomposition bulbe-disque des galaxies. J'ai commencé par m'intéresser à la morphologie des galaxies compactes. La nature de ces galaxies est aujourd'hui très mal connue, et il se pourrait que l'observation de ces galaxies corresponde à la phase de formation du bulbe des galaxies spirales de l'univers actuel. Ces galaxies ont malheureusement un diamètre apparent si faible que l'échantillonnage des images de la caméra WFPC-2 s'est révélé insuffisant pour donner une analyse morphologique pertinente de ces objets. J'ai alors effectué une étude sur un autre échantillon de galaxies compactes, mais imagées par l'ACS, caméra récemment installée sur le télescope spatial en mars 2002, et qui fournit un échantillonnage spatial de 0.05 arcsec par pixel. Là encore, la résolution angulaire s'est révélée insuffisante pour que GIM-2D puisse effectuer une analyse morphologique pertinente.

Les galaxies lumineuses dans l'infrarouge ont montré des morphologies variées : des galaxies compactes, des grandes galaxies spirales ou encore des galaxies présentant des signes d'interaction. J'ai également effectué la décomposition bulbe-disque de ces galaxies afin d'avoir des informations sur leur morphologie. Mais ceci a été complété par la création de cartes de couleur pixel à pixel réalisées en combinant les images de ces galaxies dans deux bandes. Ainsi, les informations de GIM-2D et de ces cartes de couleur ont permis d'établir une séquence reliant la concentration et la couleur centrale de ces objets, qui peut servir de base à un scénario de formation d'une partie des galaxies de l'univers local, cette séquence montrant la formation du bulbe, puis ensuite du disque. Cette combinaison des cartes de couleur et de la décomposition bulbe-disque s'est donc révélée particulièrement utile pour préciser la nature des galaxies observées, notamment en mettant en évidence les régions de formation stellaire.

Pour finir, j'ai également réalisé l'analyse morphologique de 16 galaxies situées à $z \leq 0.3$, galaxies qui avaient une particularité puisque les spectres CFRS originaux ($R = 150$) montraient uniquement de l'émission $H\alpha$, mais peu voire aucune émission $H\beta$. L'analyse morphologique donnée par GIM-2D a montré que certaines de ces galaxies avaient une inclinaison élevée, causant alors une forte extinction, et une sous-estimation du taux de formation stellaire. L'obtention de spectres à une meilleure résolution ($R \geq 600$) a permis de mieux mesurer l'extinction, et ainsi mieux contraindre le taux de formation stellaire. Cette étude a donc montré qu'il était indispensable d'avoir une résolution spectrale

d'au moins $R \geq 600$ pour mesurer correctement le taux de formation stellaire.

Cette première partie a donc montré la nécessité d'une haute résolution *spatiale* et *spectrale*. Ceci a donc motivé la deuxième partie, qui a consisté en l'étude de **FALCON**, un projet de spectrographe de nouvelle génération pour le VLT. FALCON est un spectrographe multi-intégrale de champs dédié à l'étude des galaxies lointaines, en particulier leur dynamique. En effet, les cartes de couleur établies dans la première partie mettent en évidence les régions de formation stellaire, mais ne permettent pas d'expliquer la distribution du gaz et de la masse dans ces étoiles, ni la façon dont les masses s'échangent lorsque les galaxies sont en interaction, et quelle est l'influence de la matière noire dans ces galaxies. Seule l'information dynamique permettra de répondre à ces questions. Cela nécessite par contre de s'affranchir de la dégradation des images causées par la turbulence atmosphérique, le diamètre apparent des galaxies à $z \geq 1$ étant bien plus petit que la résolution spatiale imposée par la turbulence.

L'utilisation de l'Optique Adaptative permet de s'affranchir de la limitation imposée par la turbulence, et j'ai surtout étudié dans la deuxième partie les performances apportées par cette technique à un instrument comme FALCON. Le chapitre 1 a ainsi montré que l'utilisation de l'Optique Adaptative permet non seulement de gagner en résolution angulaire, mais aussi en Rapport Signal-à-Bruit spectroscopique. Les premières études dans ce chapitre laissent penser qu'il serait possible de résoudre des dispersions de vitesse $\sigma \geq 30$ km/s pour des galaxies situées jusqu'à $z = 1.5$, avec une résolution spatiale de 0.25 arcsec. Mais ce chapitre a également montré qu'il était indispensable de profiter pleinement du champ au foyer Nasmyth du VLT (25 arcmin), pour pouvoir effectuer la spectroscopie 3D simultanée de plusieurs galaxies et ainsi ne pas subir les effets de regroupement dus à la structure filamenteuse de l'univers à grande échelle.

De tels besoins ont motivé une nouvelle approche de l'Optique Adaptative, présentée au chapitre 5, où la correction se fait de façon distribuée dans le plan focal du VLT, c'est à dire uniquement dans les régions d'intérêt. Tout cela nécessite alors des développements technologiques conséquents de miniaturisation ou de déportation des composants d'Optique Adaptative. Il faut de plus utiliser trois analyseurs de surface d'onde par galaxie, ceci afin de pouvoir augmenter le champ dans lequel on prélève les étoiles d'analyse, et ainsi réduire les effets d'anisoplanétisme imposés par la structure volumique de la turbulence. Une combinaison judicieuse de ces mesures hors-axe permet alors de corriger la phase sur axe de la galaxie dont on souhaite avoir une image à haute-résolution. Tout ceci a été étudié théoriquement au chapitre 5, dans lequel j'ai dérivé l'expression mathématique de plusieurs matrices permettant de commander le mieux possible le miroir déformable chargé de corriger le front d'onde issu de la galaxie à partir des mesures hors-axe. J'ai ensuite développé un code complet de simulation numérique d'un système d'Optique Adaptative tel que celui équipant FALCON, avec plusieurs analyseurs hors-axe, un miroir déformable corrigeant la phase sur-axe et une atmosphère turbulente multi-couches. J'ai alors présenté dans le chapitre 6 le gain apporté par l'Optique Adaptative sur le couplage dans une ouverture de 0.25×0.25 arcsec² en fonction du nombre de modes corrigés, de la latitude galactique et de la magnitude limite des étoiles utilisées pour l'analyse de front d'onde. Les études faites montrent que le dimensionnement d'un tel système dépend fortement de la spécification que l'on se fixe. Il semble encore prématuré de vouloir tirer des conclusions définitives sur le dimensionnement de l'analyseur de surface d'onde et du miroir déformable qui seront utilisés dans FALCON, la spécification définitive de l'instrument restant encore à préciser, bien que l'on pressente que l'on pourra atteindre une couverture du ciel de 50% pour toutes les latitudes galactiques. Mais s'il y a une chose à retenir de ces études, c'est qu'il est *prioritaire* d'augmenter la magnitude limite des analyseurs de surface d'onde. Cela nécessite de pouvoir diminuer le bruit de lecture, mais aussi d'augmenter la sensibilité des détecteurs dans la partie rouge du spectre, jusqu'à $\lambda = 1 \mu\text{m}$. Ceci aura plusieurs conséquences : le nombre d'étoiles augmentant avec la magnitude limite, la distance des étoiles utilisées pour l'analyse de front d'onde sera statistiquement plus faible, réduisant ainsi

les problèmes d'anisoplanétisme. De plus, comme les observations se font à des latitudes galactiques élevées, la densité d'étoiles rouges, majoritaires dans le halo, sera encore plus importante. Enfin un tel gain en magnitude limite permettra de réduire la variance du bruit de mesure, donc d'améliorer les performances du système.

Perspectives

Cette thèse a présenté de nombreux résultats, dont certains incitent à d'autres développements.

Du point de vue de l'analyse morphologique des galaxies lointaines, nous avons vu que la morphologie des galaxies compactes reste à mieux préciser, ces galaxies ayant un diamètre apparent si faible que leur décomposition bulbe-disque est quasi-impossible à effectuer. Il semble que la résolution angulaire du télescope spatial, même équipé de l'*Advanced Camera for Surveys*, soit toujours insuffisante pour résoudre les structures internes de ces galaxies. L'observation de telles galaxies avec le système d'Optique Adaptative NAOS équipant le VLT mérite d'être tentée afin de voir si la résolution angulaire est dans ce cas suffisante. Cela nécessitera par contre le développement de nouvelles méthodes de déconvolution et de décomposition bulbe-disque, compte tenu de la variabilité de la Fonction d'Étalement de Point et des conditions de turbulence. Le champ de vue de NAOS étant malheureusement très faible, l'observation de nombreux objets pour avoir une statistique suffisante risque de prendre beaucoup de temps. Cet aspect multi-objets justifie donc pleinement la mise en place des futurs systèmes d'Optique Adaptative Multiconjuguée, qui seront capables de fournir des images à la limite de diffraction sur un champ de 2 minutes d'arc de diamètre. Ces galaxies seront aussi des cibles privilégiées du JWST, le successeur du télescope spatial, qui aura un miroir de 6.5 mètres de diamètre.

L'analyse morphologique des galaxies lumineuses dans l'infrarouge a montré combien il était important de combiner non seulement les informations issues de la décomposition bulbe-disque et des cartes de couleur, ceci afin de pouvoir distinguer les régions internes des galaxies, mais aussi d'autres informations provenant de la spectroscopie ou encore de mesures infrarouges ou radio. Cette approche consistant à utiliser des données multi-longueur d'onde est aujourd'hui complètement rentrée dans les mœurs, des relevés comme GOODS ou COSMOS adoptant cette philosophie. Le volume de données à traiter est énorme, mais cela mérite d'être fait afin de pouvoir arriver à déterminer l'histoire de la formation stellaire jusqu'à des décalages spectraux $z \geq 5$. Du point de vue de la spectroscopie, la mise en place récente de GIRAFFE sur le VLT permet déjà de commencer à mieux comprendre la dynamique interne des galaxies jusqu'à $z \approx 0.7$.

Ceci justifie donc pleinement la construction d'un instrument comme FALCON, qui devrait permettre d'étudier cette dynamique jusqu'à des décalages spectraux $z \approx 1.5 - 2$. Nous avons malgré tout vu que le dimensionnement du système d'OA de FALCON n'est pas encore définitivement fixé, notamment en raison de spécifications qui restent à préciser. Ces spécifications nécessitent la connaissance de plusieurs choses. Tout d'abord des précisions sur la physique des objets que l'on souhaite observer avec FALCON, afin d'arriver à quantifier le gain en couplage que l'on souhaite réellement obtenir grâce à l'Optique Adaptative. Les données nécessaires à de telles études sont encore aujourd'hui rares dans la communauté. Cela nécessite aussi de mieux caractériser la turbulence venant perturber les images sans correction vues au foyer des télescopes du VLT. L'examen des données issues de NAOS depuis sa mise en service ainsi que celles du MASS récemment installé au sommet du Cerro Paranal devraient permettre de mener une telle étude, donnant ainsi une statistique plus fiable sur le paramètre de Fried, l'échelle externe, l'angle isoplanétique et le profil de turbulence.

De telles données seront alors très utiles pour effectuer les mêmes simulations que celles effectuées dans le cadre de cette thèse. J'ai en effet considéré des conditions médianes de turbulence dans ces

simulations, et il est primordial de connaître la dépendance du système d'OA de FALCON vis-à-vis d'une variation des paramètres caractérisant la turbulence.

Du point de vue du système même, plusieurs études restent à faire. Il faut tout d'abord quantifier l'effet de l'erreur temporelle sur les performances de FALCON. Ceci est à rapprocher de l'étude de la boucle d'asservissement qui sera utilisée sur l'instrument, boucle dont l'architecture n'est toujours pas déterminée aujourd'hui. Enfin, il me paraît très important de poursuivre l'étude sur la matrice de reconstruction optimale dans le cas où l'on considère des éléments réels, ainsi que celle sur la combinaison des mesures de *tous* les analyseurs positionnés dans le plan focal du VLT afin de pouvoir estimer en temps-réel le profil de turbulence au cours de l'observation.

Pour conclure, deux choses méritent d'être dites. La première concerne la vérification expérimentale d'un tel concept. De nombreuses études ont été faites ces dernières années pour réaliser des expériences en laboratoire de tels systèmes. Le banc SESAME actuellement en cours de montage à l'observatoire de Meudon sera une fois terminé un excellent moyen de test d'un système comme FALCON, et en particulier des matrices de reconstruction dont les expressions ont été calculées dans ce manuscrit. A plus long terme, un système comme FALCON sera très probablement adopté comme concept instrumental pour la future génération d'*Extremely Large Telescopes* avec un diamètre supérieur à 30 mètres. A titre d'exemple, le télescope CELT américain sera ouvert à F/15, et un champ de 20 minutes d'arc couvrera alors un disque de 2.6 mètres dans le plan focal. On comprend aisément qu'une instrumentation plein champ d'un tel diamètre est complètement irréaliste. Dans ce cas, le concept utilisé sur FALCON consistant à découper le plan focal sera complètement adapté à de tels télescopes. Ces télescopes nécessiteront aussi pour être pleinement justifiés de l'Optique Adaptative, mais il sera alors obligatoire de développer des dispositifs de correction et d'analyse complètement nouveaux, le nombre d'actionneurs et de sous-pupilles pour de tels télescopes étant sans commune mesure avec ceux adaptés à un télescope de la classe des 8 mètres comme le VLT.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Simulation numérique de la phase turbulente

A.1 Introduction

Etant donné que les systèmes d'OA sont chargés de corriger la phase turbulente, il est nécessaire de pouvoir simuler numériquement cette dernière grandeur lorsque l'on souhaite faire l'étude théorique de ces systèmes.

Plusieur méthodes existent pour simuler la phase turbulente, chacune avec leurs avantages et leurs inconvénients. Je vais décrire dans cet annexe deux de ces méthodes. Je commencerai par expliquer leurs principes et leurs performances. Mais je rajouterai aussi toutes les explications pour leur mise en oeuvre informatique. Mon but est ainsi de fournir tous les éléments aux futurs lecteurs qui souhaiteraient effectuer ce type de simulations.

Je finirai cet annexe en décrivant une nouvelle méthode de simulation numérique que j'ai mise au point, et qui permet en fait de prendre le meilleur des deux méthodes pour accélérer la création d'écrans de phase turbulents.

A.2 Les méthodes utilisées

A.2.1 L'approche Zernike

Une méthode de génération d'écrans d'écrans de phase turbulents a été proposée par Nicolas Roddier (Roddier 1990). Le principe consiste à ajouter des cartes de pixels représentant les polynômes de Zernike pondérés par leurs coefficients a_i afin de former l'écran de phase. La phase turbulente ainsi formée s'écrit alors :

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_{j=2}^{j_{max}} a_j Z_j(\mathbf{r}) \quad (\text{A.1})$$

où j_{max} est l'indice maximal du polynôme de Zernike sur lequel on va décomposer la phase turbulente.

Les coefficients a_i sont des variables aléatoires gaussiennes à moyenne nulle et avec une certaine variance. Il n'est toutefois pas possible de simuler directement un écran de phase turbulent en créant un vecteur aléatoire gaussien dont les composantes seraient les coefficients a_i . En effet, les propriétés

statistiques des coefficients a_i sont connues par l'intermédiaire des matrices de covariance $\langle a_i a_j \rangle$, dont les expressions analytiques sont données aux équations (2.41) (pour une turbulence Kolmogorov) et (2.42) (pour une turbulence Von-Karman) du chapitre 2 de la deuxième partie. Ces matrices montrent que les coefficients a_i ne sont pas indépendants mais sont corrélés les uns aux autres.

Il existe toutefois une base pour laquelle les coefficients a_i sont indépendants, c'est la base des modes de Karhunen-Loeve qui sont les modes propres de la turbulence (voir le paragraphe 2.1.3). Ces modes n'ont malheureusement pas d'expression analytique. Nicolas Roddier propose donc de diagonaliser la matrice de covariance $\langle a_i a_j \rangle$, qui s'écrit alors

$$\langle a_i a_j \rangle = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{U}^T \quad (\text{A.2})$$

et les colonnes de la matrice \mathbf{U} contiennent alors les coordonnées des modes de Karhunen-Loeve exprimés sur la base des polynômes de Zernike jusqu'à l'indice j_{max} , et la diagonale de la matrice \mathbf{S} la variance respective de chaque mode. Si on appelle alors \mathbf{A} le vecteur contenant les coefficients aléatoires a_i , celui-ci s'obtient facilement par la relation

$$\mathbf{A} = \mathbf{U}^T \mathbf{B} \quad (\text{A.3})$$

où \mathbf{B} est un vecteur aléatoire gaussien contenant $j_{max} - 1$ variables aléatoires indépendantes dont la variance est donnée par la diagonale de la matrice \mathbf{S} .

Cette méthode a l'avantage d'une mise en oeuvre relativement simple. Il suffit en effet de générer au préalable le cube contenant les polynômes de Zernike 2 à j_{max} et d'effectuer une seule fois la diagonalisation de la matrice $\langle a_i a_j \rangle$ afin de connaître les matrices \mathbf{U} et \mathbf{S} . Le temps de calcul du vecteur aléatoire \mathbf{B} étant très rapide, l'obtention du vecteur $\mathbf{A} = \mathbf{U}^T \mathbf{B}$ se fait alors très facilement, permettant alors de créer l'écran à l'aide de l'équation (A.1). Elle a par contre le désavantage d'une faible représentation des hautes fréquences spatiales. En effet, l'équation (2.39) a montré qu'il y avait une analogie entre la fréquence spatiale et l'ordre radial des polynômes de Zernike. Ainsi, si on simule une pupille de 8 mètres sur une grille de 128×128 pixels, la fréquence spatiale maximale représentée (d'après le théorème de Shannon) est de $f_{max} = (8/128)^{-1}/2 = 8 \text{ m}^{-1}$. Une application numérique à l'aide de l'équation (2.39) montre qu'il faudrait simuler les polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre radial $n_{max} = 170$ pour avoir la même représentation en terme de fréquences spatiales. Une autre conséquence de cette sous-représentation en terme de fréquences spatiales sera une sous-représentation de la variance de phase. En effet, l'équation (2.50) rappelle la variance résiduelle de phase après correction de tous les polynômes jusqu'à l'ordre radial n_{max} inclus :

$$\sigma_{n_{max}}^2 \approx 0.458(n_{max} + 1)^{-5/3} \left(\frac{D}{r_0} \right)^{5/3} \quad (\text{A.4})$$

Si on considère un seeing de 0.81 arcsec à une longueur d'onde de 0.5 microns (seeing médian au Cerro Paranal), et qu'on suppose qu'on simule la phase turbulente à l'aide des polynômes de Zernike jusqu'à l'ordre radial $n_{max} = 40$ ($j_{max} = 861$), on arrive à $D/r_0 \approx 65$ pour un télescope de 8 mètres de diamètre, et on obtient une variance de phase non modélisée $\sigma_{n_{max}}^2$ de 1 rad^2 , ce qui est loin d'être négligeable. Il faudrait donc simuler la phase sur encore plus de polynômes de Zernike, ce qui pose alors des problèmes de précision numérique.

Nous voyons donc que cette méthode de génération de la phase turbulente est d'une mise en oeuvre assez simple, mais qu'elle souffre par contre d'une mauvaise représentation des hautes fréquences spatiales pour des pupilles de grand diamètre, ce qui va entraîner une sous-estimation de la variance de phase présente. Cette méthode est donc plutôt adaptée à la simulation de la phase turbulente pour des pupilles de petite taille. Elle permet par contre de représenter fidèlement les basses fréquences spatiales de la turbulence. Nous verrons plus loin que ceci peut être utile pour certaines applications.

A.2.2 L'approche Fourier

La méthode expliquée précédemment montrait des limitations pour des pupilles de grands diamètres. Dans la mesure où les études que j'ai faites concernaient le VLT, et qu'il fallait en plus simuler des écrans de phase pour les couches turbulentes et de surcroît sur un grand champ, il fallait donc pouvoir passer outre ces limitations.

Une méthode permettant de passer outre ces limitations consiste à utiliser le spectre de puissance $W_\varphi(f)$ de la turbulence pour simuler un écran de phase (McGlamery 1976). Le principe consiste à tirer un bruit blanc sur un support à deux dimensions, passer dans le plan de Fourier, colorer ce bruit blanc par le spectre de la turbulence et repasser dans l'espace réel.

Le calcul de tels écrans du point de vue numérique a été détaillé dans la thèse de Stuart Shaklan, dont je reprends ici les conclusions. Soit S la taille physique du support sur lequel on souhaite simuler la turbulence, N le nombre de pixels correspondant au support et r_0 le paramètre de Fried caractérisant la turbulence que l'on souhaite simuler. Comme l'ordinateur effectue une transformée de Fourier numérique, il faut exprimer le spectre de puissance de la turbulence en pixels $\boldsymbol{\rho}$. Celui-ci s'écrit alors, pour une turbulence Kolmogorov (Shaklan 1989) :

$$W_\varphi(\boldsymbol{\rho}) = 0.023 N^2 \left(\frac{S}{r_0} \right)^{5/3} \rho^{-11/3} \quad (\text{A.5})$$

où ρ est la distance du pixel au centre de l'image. Il faut toutefois faire attention dans l'expression ci-dessus car elle va entraîner une erreur numérique pour le pixel $\boldsymbol{\rho}$ de coordonnées (1,1), qui correspond à la fréquence nulle, c'est à dire le piston de la phase. Il faudra donc veiller à mettre la valeur de ce pixel à une valeur différente de 0 avant de calculer le spectre.

Soit $B(\mathbf{r})$ un bruit blanc gaussien de variance $\sigma^2 = 1$ et de taille $N \times N$ pixels, et $\tilde{B}(\boldsymbol{\rho})$ sa transformée de Fourier obtenue grâce à la FFT. On multiplie alors $\tilde{B}(\boldsymbol{\rho})$ par la racine carrée de $W_\varphi(\boldsymbol{\rho})$, puis on effectue la transformée de Fourier inverse. Le résultat du tableau en sortie est composé de deux écrans de phase turbulents, un pour la partie réelle et un pour la partie imaginaire.

Cette méthode permet donc d'obtenir une représentation plus fine des hautes fréquences spatiales en augmentant l'échantillonnage de la pupille. Elle souffre par contre d'une périodicité due à la transformée de Fourier rapide, c'est à dire que les données situées sur un bord de l'écran la pupille seront égales à celles situées de l'autre côté. Ceci va poser des problèmes de sous-représentation des basses fréquences spatiales, correspondant à ce que l'on voit sur la figure A.1 qui compare la variance théorique et simulée des coefficients des polynômes 2 à 66. On a donc pour habitude de simuler la turbulence sur un support bien plus important que celui de la pupille afin de justement ne pas être gêné par ces problèmes de périodicité. Il faut noter que de tels écrans de grande dimension peuvent alors être faits défiler devant la pupille du télescope pour étudier l'aspect temporel de la phase turbulente.

Comme on l'a vu au chapitre 2, l'atténuation des basses fréquences spatiales est due à l'échelle externe \mathcal{L}_0 . Le fait de simuler la phase sur un support fini et la périodicité due à la FFT vont donc créer une "échelle externe numérique". On a coutume de dire que cette échelle externe numérique est égale à la moitié du support sur lequel on simule la turbulence. J'ai vérifié cette hypothèse en comparant les variances des coefficients des tilts mesurés sur ces écrans avec la variance théorique donnée par l'équation (2.46) du chapitre 2 de la deuxième partie. J'ai considéré dans cette étude des tailles de pupilles allant de 4 à 24 mètres et des supports sur lesquels on simulait la turbulence avec une taille de 48, 96 et 192 mètres. Les variances des coefficients simulés étaient obtenues après tirage de 400 écrans

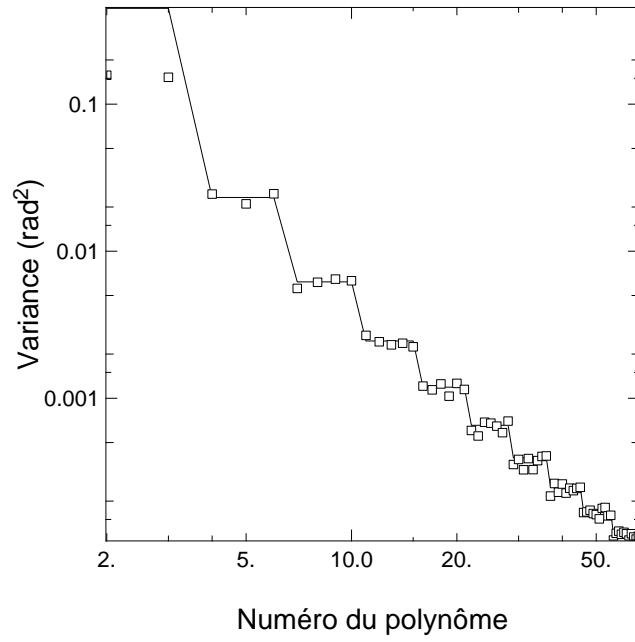


FIG. A.1 – Comparaison entre la variance théorique Kolmogorov (trait plein) et la variance simulée (carrés) des coefficients des polynômes de Zernike 2 à 66 après tirage de 512 écrans de phase turbulents indépendants ($D/r_0 = 1$). La pupille faisait 8 mètres de diamètre, correspondant à 128 pixels. La phase était simulée sur un support quatre fois plus grand. On note la variance correcte des coefficients après simulation excepté pour les tilts.

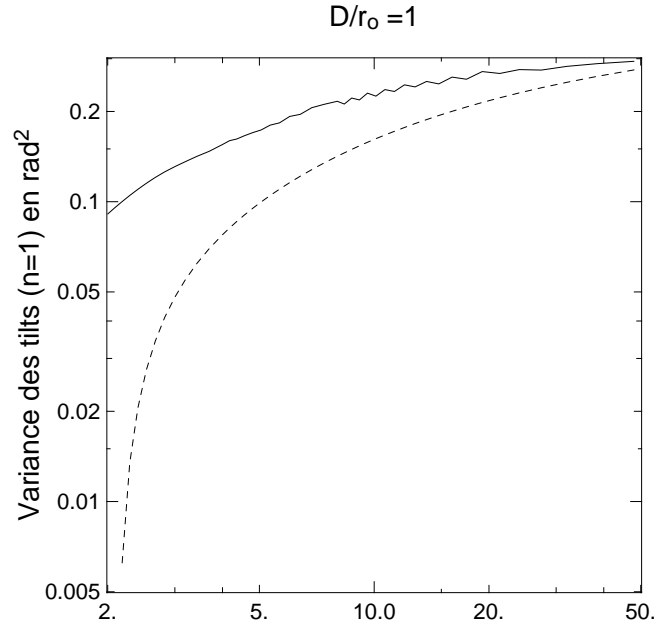


FIG. A.2 – Comparaison de la variance des tilts en fonction de la taille du support et de l'échelle externe \mathcal{L}_0 . En trait plein : variance obtenue après simulation en fonction de S/D , S étant la taille physique du support sur lequel on simule la phase et D le diamètre de la pupille en mètres. En pointillés : variance théorique donnée par l'équation (2.46) en fonction de \mathcal{L}_0/D , \mathcal{L}_0 étant l'échelle externe. Les oscillations par endroit sont dues au bruit numérique.

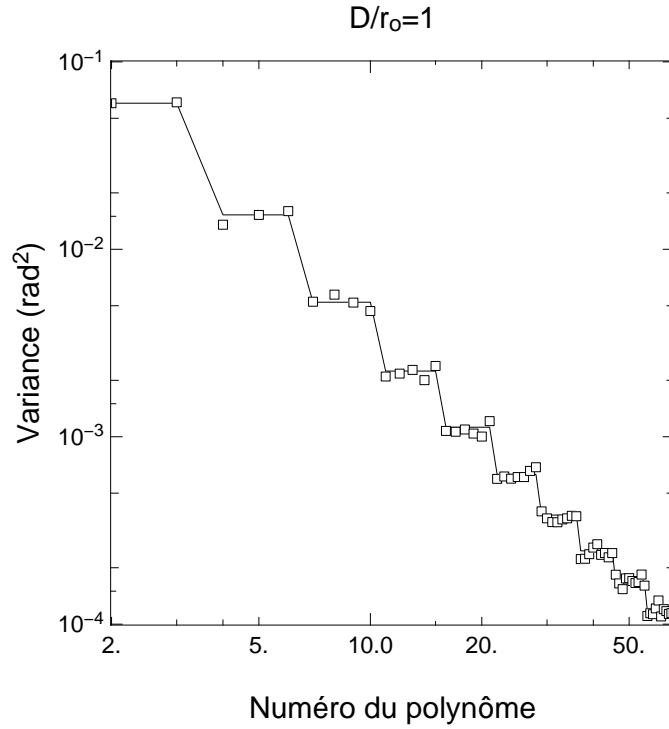


FIG. A.3 – Comparaison entre la variance théorique Von-Karman (trait plein) et la variance simulée (carrés) des coefficients des polynômes de Zernike 2 à 66 après tirage de 512 écrans de phase turbulents indépendants ($D/r_0 = 1$). La pupille faisait 8 mètres de diamètre, correspondant à 128 pixels. On note le bon accord entre les points obtenus et les valeurs théoriques, les légères différences étant dues au bruit numérique provenant du nombre fini d'écrans de phase tirés.

indépendants selon la méthode décrite précédemment. La figure A.2 montre ainsi la comparaison de la variance des tilts Z_2 et Z_3 soit en fonction du rapport S/D , S étant la taille du support sur lequel on simulait la phase et D le diamètre de la pupille, soit en fonction de la variance théorique donnée par l'équation (2.46). Comme on peut le voir, ce n'est pas parce qu'on simule sur un support double de l'échelle externe \mathcal{L}_0 voulue qu'on obtient effectivement cette valeur d'échelle externe. Ainsi, lorsqu'on simule la phase sur un support quatre fois plus grand que la pupille, l'échelle externe obtenue est en réalité dix fois plus grande.

Comment dès lors maîtriser l'échelle externe, c'est à dire avoir une turbulence Von-Karman ? Il faut dans ce cas ré-écrire le spectre de puissance dans l'équation (A.5), mais en insérant le terme de saturation pour les basses fréquences. Le spectre de puissance *en pixels* s'écrit donc pour une turbulence Von-Karman :

$$W_\varphi(\rho) = 0.023 N^2 \left(\frac{S}{r_0} \right)^{5/3} (\rho^2 + \rho_0^2)^{-11/6} \quad (\text{A.6})$$

avec $\rho_0 = S/\mathcal{L}_0$ ¹. La figure A.3 montre la comparaison entre les variances théoriques et les variances obtenues après simulation de 512 écrans indépendants. Les résultats sont en accord, confirmant

1. Ceci est obtenu en utilisant la propriété suivante de la transformée de Fourier : soit f la fréquence en unité inverse de l'espace *réel* (ex : des m^{-1} pour des m , des Hz pour des secondes, etc...) que l'on souhaite représenter de manière discrète, u la taille d'un pixel dans l'espace réel et N le nombre de pixels utilisés pour représenter une dimension de l'espace réel. Si ρ est la fréquence en *pixels* que l'on cherche, on a alors la relation : $\rho = f \times u \times N$. Dans notre cas : $f_0 = 1/\mathcal{L}_0$, $u = S/N$, donc $\rho_0 = 1/\mathcal{L}_0 \times S/N \times N = S/\mathcal{L}_0$.

dès lors les routines que j'ai développées. L'inconvénient d'une telle méthode de génération de la phase turbulente est qu'il faut effectuer la transformée de Fourier sur un tableau avec une dimension au moins égale au double de l'échelle externe afin de ne pas avoir de problèmes de sous-échantillonnage dans l'écran de phase simulé. Ainsi, si on simule une pupille de 8 mètres sur 128 pixels, et qu'on souhaite obtenir une turbulence Von-Karman avec $\mathcal{L}_0 = 24$ mètres, il faudra alors effectuer la transformée de Fourier sur un support d'au moins 48 mètres, c'est à dire 768 pixels.

Ces méthodes de coloration d'un bruit blanc par un spectre de Kolmogorov (ou Von-Karman) ont toujours été utilisées pour les simulations que j'ai effectuées, étant donné les domaines que je souhaitais étudier (pupille de 8 mètres, couches turbulentes en altitude, etc...). Il faut aussi mentionner que ces méthodes pourraient également être utilisées pour étudier l'aspect temporel des systèmes d'OA, mais pour une durée brève, typiquement inférieure à la seconde. Montera et al. (1998) ont cependant mis au point des méthodes de prolongation d'écrans ainsi générés à partir des pixels déjà existants, permettant alors d'étudier les phénomènes temporels sur des durées supérieures.

J'ai donc présenté dans ce paragraphe des méthodes qui permettent de générer des écrans de phase turbulents avec une meilleure représentation des hautes fréquences spatiales, et qui sont ainsi adaptées à la génération d'écrans de grandes dimensions. Mais ces méthodes ont toutefois un point faible, qui est une sous représentation des basses fréquences à cause de l'utilisation de la FFT. Leur autre désavantage est la nécessité d'un temps de calcul augmentant avec la dimension des écrans ainsi qu'avec l'échelle externe.

A.3 Une nouvelle méthode de génération de la phase turbulente

Je vais présenter dans cette partie une méthode de simulation à ma connaissance nouvelle, et qui permet de prendre le meilleur des deux méthodes expliquées précédemment. En effet, nous avons vu qu'il est possible de simuler la phase turbulente grâce aux polynômes de Zernike, mais dans ce cas, il y a une mauvaise représentation des hautes fréquences spatiales. A l'opposé, l'utilisation de la transformée de Fourier donne une bonne représentation des hautes fréquences spatiales mais aura tendance à sous estimer les basses fréquences, ceci à moins de calculer l'écran sur un support conséquent, nécessitant alors un temps de calcul élevé. L'objectif de la méthode est d'utiliser les corrélations (données par la matrice de covariance $\langle a_i a_j \rangle$) entre les hauts ordres et les bas ordres pour rajouter *a posteriori* ces derniers, et ainsi avoir une bonne estimation des basses fréquences spatiales. Cette méthode était en fait motivée par un objectif : simuler de la turbulence Kolmogorov avec une échelle externe \mathcal{L}_0 qui soit réellement infinie.

A.3.1 Principe de la méthode

Soit $\varphi(x,y)$ un écran de phase de $D_{pix} \times D_{pix}$ pixels, créé à partir d'un écran de taille supérieure généré par la méthode de transformée de Fourier. Nous avons vu précédemment qu'il faut que ce support ait une taille suffisante pour donner une bonne représentation des basses fréquences spatiales, nécessitant alors un temps de calcul important. Des méthodes existent pour également rajouter des basses fréquences (Lane et al. 1992), mais leur mise en oeuvre informatique n'est pas aisée.

La méthode que je décris consiste à générer la phase sur un support de taille inférieure à celui normalement requis, prélever la partie correspondant à la pupille puis projeter l'écran ainsi obtenu sur la base des polynômes de Zernike. La partie correspondant aux hauts ordres sera alors prélevée dans ce vecteur de coefficients, elle sera multipliée par une certaine matrice puis on rajoutera une perturbation avec les bonnes caractéristiques. Ceci permettra d'obtenir un nouveau jeu de coefficients pour les bas

ordres qui auront la statistique voulue. On soustraira donc les bas ordres présents au départ dans l'écran généré, puis on rajoutera les bas ordres avec le nouveau jeu de coefficients déterminé.

Je vais donner dans la prochaine partie les expressions mathématiques des différents éléments nécessaires à cette manière de simuler la phase.

A.3.2 Développements mathématiques

Cas simple : retrouver le coefficient du tilt horizontal (Z_2) à partir du coefficient de la coma (Z_8)

Supposons qu'on ait calculé un écran de phase $\varphi(x,y)$, et qu'on ait projeté cet écran sur les polynômes 2 à j_{max} . On connaît donc le coefficient Z_8 porté par le polynôme d'indice 8, à savoir la coma. Notre objectif est de déterminer le coefficient Z_2 porté par le tilt horizontal à partir de Z_8 , ceci afin que Z_2 ait réellement la statistique (covariance et variance) que l'on souhaite.

Le tilt horizontal et la coma étant corrélés, nous adoptons le modèle suivant :

$$Z_2 = a Z_8 + b \quad (\text{A.7})$$

où a est un réel et b une variable aléatoire normale de moyenne $\langle b \rangle$ et de variance $\langle b^2 \rangle$ décorrélée de la phase turbulente.

La phase turbulente étant à moyenne nulle, on peut écrire que $\langle Z_i \rangle = 0$ pour n'importe quel i . En prenant la moyenne de l'équation (A.7), on obtient

$$\langle Z_2 \rangle = a \langle Z_8 \rangle + \langle b \rangle \Leftrightarrow 0 = 0 + \langle b \rangle \quad (\text{A.8})$$

c'est à dire $\langle b \rangle = 0$.

Si on calcule maintenant le carré de l'équation (A.7), on a alors

$$Z_2^2 = a^2 Z_8^2 + 2a Z_8 b + b^2 \quad (\text{A.9})$$

et en faisant la moyenne de l'équation ci-dessus, on a alors :

$$\langle Z_2^2 \rangle = a^2 \langle Z_8^2 \rangle + 2a \langle Z_8 b \rangle + \langle b^2 \rangle \quad (\text{A.10})$$

La phase étant décorrélée de b , on a $\langle Z_8 b \rangle = 0$. L'équation (A.10) devient alors

$$\langle b^2 \rangle = \langle Z_2^2 \rangle - a^2 \langle Z_8^2 \rangle \quad (\text{A.11})$$

Il est possible de calculer à l'aide des équations (2.41) et (2.42) du chapitre 2 de la deuxième partie la matrice de covariance des coefficients $\langle Z_i Z_j \rangle$. On peut alors connaître les termes $\langle Z_2 Z_8 \rangle$, $\langle Z_2^2 \rangle$ et $\langle Z_8^2 \rangle$. Si on utilise de plus l'équation (A.7), on a $\langle Z_2 Z_8 \rangle = \langle (a Z_8 + b) Z_8 \rangle$, soit :

$$\langle Z_2 Z_8 \rangle = a \langle Z_8^2 \rangle + \langle b Z_8 \rangle \quad (\text{A.12})$$

Comme on a $\langle b Z_8 \rangle = 0$, l'équation ci-dessus devient donc

$$a = \frac{\langle Z_2 Z_8 \rangle}{\langle Z_8^2 \rangle} \quad (\text{A.13})$$

Il suffit alors de remplacer l'expression de a dans l'équation (A.11) pour obtenir $\langle b^2 \rangle$. On obtient après développements :

$$\langle b^2 \rangle = \frac{\langle Z_2^2 \rangle \langle Z_8^2 \rangle - \langle Z_2 Z_8 \rangle^2}{\langle Z_8^2 \rangle} \quad (\text{A.14})$$

On peut ainsi générer le nouveau coefficient Z_2 porté par le tilt horizontal à l'aide de l'équation (A.7). Ce coefficient aura alors les propriétés statistiques souhaitées.

Un peu plus compliqué : retrouver le coefficient du tilt horizontal (Z_2) à partir de tous les autres modes d'ordre supérieur

Soit \mathbf{Z} le vecteur contenant les coefficients de l'écran de phase sur les polynômes de Zernike d'ordre k à j_{max} , avec $2 < k < j_{max}$. On cherche une relation du type

$$Z_2 = \mathbf{A}\mathbf{Z} + b \quad (\text{A.15})$$

où \mathbf{A} est une matrice et b une variable aléatoire gaussienne de variance $\langle b^2 \rangle$. De la même façon que précédemment, on peut montrer que $\langle b \rangle = 0$.

On a la relation $Z_2^2 = (Z_2^T Z_2) = \text{Tr}(Z_2 Z_2^T)$, où Tr dénote l'opérateur *Trace*. En développant l'équation (A.15), on peut écrire :

$$(Z_2 Z_2^T) = \mathbf{A}\mathbf{Z}\mathbf{Z}^T\mathbf{A}^T + \mathbf{A}\mathbf{Z}b^T + b\mathbf{Z}^T\mathbf{A}^T + bb^T \quad (\text{A.16})$$

Si on prend maintenant la moyenne de cette équation, et en notant que $\langle \mathbf{A}\mathbf{Z}b^T \rangle = \langle b\mathbf{Z}^T\mathbf{A}^T \rangle = 0$ (car \mathbf{Z} et b sont décorrélés), on obtient

$$\langle Z_2 Z_2^T \rangle = \mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \mathbf{A}^T + \langle bb^T \rangle \quad (\text{A.17})$$

avec $\langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle$ la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike k à j_{max} . Si on prend la trace de l'équation (A.17), on a alors

$$\langle b^2 \rangle = \langle Z_2^2 \rangle - \text{Tr}(\mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \mathbf{A}^T) \quad (\text{A.18})$$

Il reste à déterminer l'expression de la matrice \mathbf{A} . La matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike $\langle a_i a_j \rangle$ donne le vecteur $\langle Z_2 \mathbf{Z}^T \rangle$. En développant l'équation (A.15), on obtient

$$Z_2 \mathbf{Z}^T = (\mathbf{A}\mathbf{Z} + b)\mathbf{Z}^T = \mathbf{A}\mathbf{Z}\mathbf{Z}^T + b\mathbf{Z}^T \quad (\text{A.19})$$

et la moyenne de cette expression donne

$$\langle Z_2 \mathbf{Z}^T \rangle = \mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \Leftrightarrow \mathbf{A} = \langle Z_2 \mathbf{Z}^T \rangle \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle^{-1} \quad (\text{A.20})$$

En injectant l'expression de \mathbf{A} dans l'équation (A.18), on obtient, après calculs :

$$\langle b^2 \rangle = \langle Z_2^2 \rangle - \text{Tr} \left(\langle Z_2 \mathbf{Z}^T \rangle \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle^{-1} \langle \mathbf{Z}^T Z_2 \rangle \right) \quad (\text{A.21})$$

Retrouver tous les bas ordres sous-représentés à partir des hauts ordres

Notre objectif ici est de déterminer un jeu de coefficients $(Z_2, Z_3, \dots, Z_{r_{max}})$ à partir des coefficients portés par les hauts ordres $(Z_k, Z_{k+1}, \dots, Z_{j_{max}})$, où r_{max} est l'indice maximal des bas ordres à ré-estimer, et k et j_{max} sont respectivement l'indice minimal et maximal des hauts ordres utilisés pour ré-estimer les bas ordres.

Appelons \mathbf{X} le vecteur contenant les coefficients des bas ordres cherchés, et \mathbf{Z} le vecteur contenant les coefficients mesurés sur les hauts ordres. On a donc

$$\mathbf{X} = \begin{pmatrix} Z_2 \\ Z_3 \\ \vdots \\ Z_{r_{max}} \end{pmatrix} \text{ et } \mathbf{Z} = \begin{pmatrix} Z_k \\ Z_{k+1} \\ \vdots \\ Z_{j_{max}} \end{pmatrix} \quad (\text{A.22})$$

et on cherche maintenant une relation du type

$$\mathbf{X} = \mathbf{A}\mathbf{Z} + \mathbf{B}\boldsymbol{\beta} \quad (\text{A.23})$$

où \mathbf{A} et \mathbf{B} sont deux matrices et $\boldsymbol{\beta}$ est un vecteur aléatoire composé de $r_{max} - 1$ variables aléatoires gaussiennes indépendantes de variance unité.

Etant donné que \mathbf{X} et \mathbf{Z} sont à moyenne nulle, on en déduit aisément que $\boldsymbol{\beta}$ est aussi à moyenne nulle. On a donc $\langle \boldsymbol{\beta} \rangle = \mathbf{0}$, $\mathbf{0}$ étant le vecteur nul.

La matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike nous donne les sous-matrices $\mathbf{X}\mathbf{X}^T$, $\mathbf{X}\mathbf{Z}^T$ et $\mathbf{Z}\mathbf{Z}^T$. L'équation (A.23) nous donne de plus

$$\mathbf{X}\mathbf{Z}^T = \mathbf{A}\mathbf{Z}\mathbf{Z}^T + \mathbf{B}\boldsymbol{\beta}\mathbf{Z}^T \quad (\text{A.24})$$

En prenant la moyenne de cette expression, et en notant que $\boldsymbol{\beta}\mathbf{Z}^T = 0$ (car $\boldsymbol{\beta}$ et \mathbf{Z} sont décorrélés), on a alors l'expression de la matrice \mathbf{A} :

$$\langle \mathbf{X}\mathbf{Z}^T \rangle = \mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \Leftrightarrow \mathbf{A} = \langle \mathbf{X}\mathbf{Z}^T \rangle \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle^{-1} \quad (\text{A.25})$$

L'équation (A.23) permet aussi d'écrire

$$\mathbf{X}\mathbf{X}^T = \mathbf{A}\mathbf{Z}\mathbf{Z}^T\mathbf{A}^T + \mathbf{A}\mathbf{Z}\boldsymbol{\beta}^T\mathbf{B}^T + \mathbf{B}\boldsymbol{\beta}\mathbf{Z}^T\mathbf{A}^T + \mathbf{B}\boldsymbol{\beta}\boldsymbol{\beta}^T\mathbf{B}^T \quad (\text{A.26})$$

Le passage à la moyenne nous donne

$$\langle \mathbf{X}\mathbf{X}^T \rangle = \mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \mathbf{A}^T + \mathbf{B}\mathbf{B}^T \Leftrightarrow \mathbf{B}\mathbf{B}^T = \langle \mathbf{X}\mathbf{X}^T \rangle - \mathbf{A} \langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle \mathbf{A}^T \quad (\text{A.27})$$

car on a $\langle \mathbf{Z}\boldsymbol{\beta}^T \rangle = \langle \boldsymbol{\beta}\mathbf{Z}^T \rangle = 0$ (les termes sont décorrélés), et $\langle \boldsymbol{\beta}\boldsymbol{\beta}^T \rangle$ est égale à la matrice identité du fait que $\boldsymbol{\beta}$ est un vecteur aléatoire composé de variables aléatoires indépendantes de variance unité. La matrice \mathbf{A} est donnée par l'équation (A.25), et les matrices $\langle \mathbf{X}\mathbf{X}^T \rangle$ et $\langle \mathbf{Z}\mathbf{Z}^T \rangle$ sont données en extrayant les sous-matrices correspondantes dans la matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike.

L'équation (A.27) donne donc une expression de la matrice $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$. Nous sommes toutefois intéressés par l'expression de la matrice \mathbf{B} . On obtient cette expression en effectuant une décomposition en valeurs singulières (SVD) sur cette matrice. Comme $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$ est symétrique, la SVD permet de l'écrire sous la forme $\mathbf{B}\mathbf{B}^T = \mathbf{U}\mathbf{W}\mathbf{U}^T$, où \mathbf{W} est la matrice diagonale contenant les valeurs propres λ_i de $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$. \mathbf{W}

peut également s'écrire sous la forme $\mathbf{W} = \mathbf{L}\mathbf{L}^T$, où \mathbf{L} est aussi une matrice diagonale, mais dont la diagonale contient cette fois-ci les racines-carrées des valeurs propres. $\mathbf{B}\mathbf{B}^T$ s'écrit alors :

$$\mathbf{B}\mathbf{B}^T = \mathbf{U}\mathbf{W}\mathbf{U}^T = \mathbf{U}\mathbf{L}\mathbf{L}^T\mathbf{U}^T = \mathbf{U}\mathbf{L}(\mathbf{U}\mathbf{L})^T \quad (\text{A.28})$$

et on a donc $\mathbf{B} = \mathbf{U}\mathbf{L}$.

Nous connaissons donc les expressions des matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} , qui peuvent alors être utilisés à l'aide de l'équation (A.23) pour ré-injecter les basses fréquences dans un écran de phase simulé à l'aide des méthodes de transformée de Fourier. Je décris dans le prochain paragraphe les résultats obtenus grâce à cette méthode.

A.3.3 Résultats

Je présente dans ce paragraphe les résultats que j'ai obtenus par la méthode décrite précédemment. Le but ici était de générer une turbulence Kolmogorov pleinement développée, c'est à dire avec une échelle externe \mathcal{L}_0 infinie. La matrice de covariance des coefficients des polynômes de Zernike utilisée était alors celle donnée dans l'équation (2.41), correspondant à la définition de Noll (1976).

Turbulence générée sur un support double de celui de la pupille, extrapolation des polynômes Z_2 et Z_3 .

La méthode précédente a été utilisée pour ré-estimer les coefficients des tilts (polynômes Z_2 et Z_3). La turbulence était générée sur un support double de celui de la pupille à l'aide de la méthode expliquée au paragraphe A.2.2, le spectre utilisé étant alors celui défini à l'équation (A.5). La phase dans la pupille était projetée sur les polynômes de Zernike 2 à 66. Les polynômes Z_2 et Z_3 initialement présents dans l'écran généré étaient soustraits, et étaient remplacés par un nouveau jeu de polynômes dont les coefficients étaient générés à partir des coefficients des hauts ordres et à l'aide de la nouvelle méthode. La figure A.4 montre ainsi la comparaison entre la variance théorique et la variance simulée des coefficients des polynômes de Zernike après simulation de 1024 écrans indépendants. On constate en particulier la bonne variance des coefficients ré-estimés des polynômes Z_2 et Z_3 , validant donc la méthode. On remarque par contre des légères différences de variance pour la variance des coefficients des polynômes Z_4 à Z_6 , probablement dues à une taille de support malgré tout insuffisante pour ne pas provoquer de problème de sous-échantillonnage des basses fréquences correspondant à ces polynômes. Ceci a donc motivé l'étude suivante.

Turbulence générée sur un support double de celui de la pupille, extrapolation des polynômes Z_2 à Z_6 .

La méthode précédente a été utilisée pour ré-estimer cette fois-ci les coefficients des polynômes Z_2 à Z_6 . La turbulence était toujours générée sur un support double de celui de la pupille à l'aide de la méthode expliquée au paragraphe A.2.2, le spectre utilisé étant aussi celui défini à l'équation (A.5). La phase dans la pupille était projetée sur les polynômes de Zernike 2 à 66, mais les polynômes Z_2 à Z_6 initialement présents dans l'écran étaient alors soustraits pour être remplacés par un nouveau jeu de polynômes. La figure A.5 montre donc la comparaison entre la variance théorique et la variance simulée des coefficients des polynômes de Zernike après simulation de 1024 écrans indépendants. On constate ici la variance correcte de **tous** les coefficients, y compris les coefficients des polynômes ré-estimés, qui ont une statistique Kolmogorov avec une échelle externe \mathcal{L}_0 infinie.

D'autres études ont aussi été faites en utilisant un support de taille inférieure, comprise entre D et $1.5 D$, D étant le diamètre physique de la pupille simulée. Ces études montraient à chaque fois des

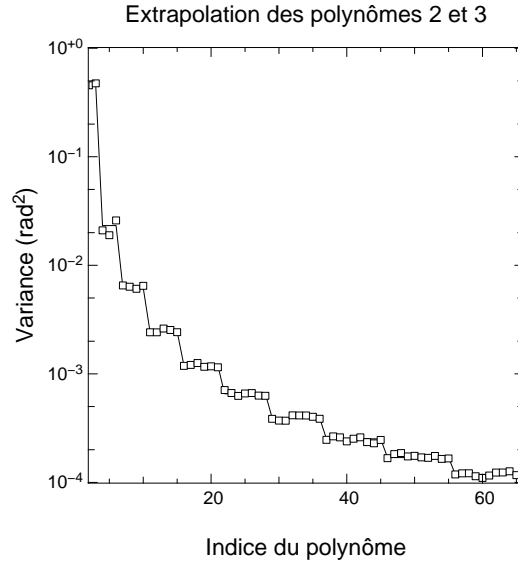


FIG. A.4 – Comparaison entre la variance théorique (trait plein) et la variance des coefficients après simulation de 1024 écrans indépendants (carrés). La turbulence est générée sur un support double de celui de la pupille, et la phase dans la pupille est projetée sur les polynômes de Zernike 2 à 66. Les coefficients des polynômes Z_2 et Z_3 sont alors ré-estimés. Pupille de 8 mètre simulée sur 128 pixels.

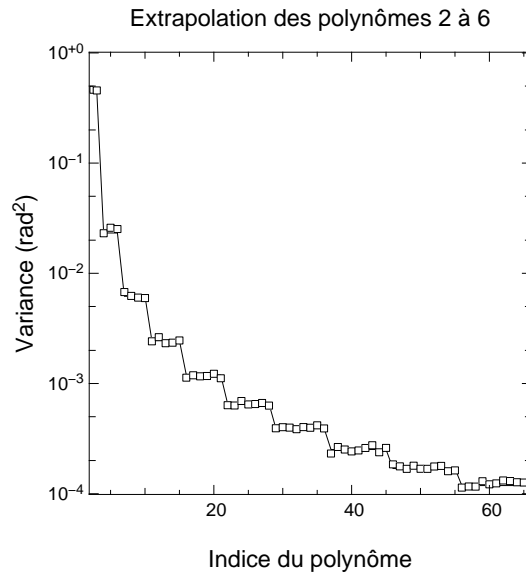


FIG. A.5 – Comparaison entre la variance théorique (trait plein) et la variance des coefficients après simulation de 1024 écrans indépendants (carrés). La turbulence est générée sur un support double de celui de la pupille, et la phase dans la pupille est projetée sur les polynômes de Zernike 2 à 66. Les coefficients des polynômes Z_2 à Z_6 sont alors ré-estimés. Pupille de 8 mètre simulée sur 128 pixels.

problèmes de sous-échantillonnage, même après avoir re-généré les polynômes Z_2 à Z_6 . Il semble donc que la méthode consistant à générer au départ la turbulence sur un support double de la pupille puis à reconstruire ces polynômes soit un bon choix.

A.3.4 Avantages et limitations de la méthode et conclusion

J'ai présenté dans cet annexe une nouvelle méthode de simulation numérique de la phase turbulente, dont je vais maintenant décrire les avantages et les limitations.

Si cette méthode a bien un avantage, c'est du point de vue du temps de calcul. En effet, les matrices \mathbf{A} et \mathbf{B} ont une expression analytique simple et se calculent une fois pour toutes avant la simulation. C'est surtout du point de vue de la transformée de Fourier que le gain se fait le plus sentir. En effet, la méthode décrite au paragraphe oblige à générer un bruit blanc, faire sa transformée de Fourier, le colorer par le spectre de la turbulence, puis effectuer une transformée de Fourier inverse pour obtenir l'écran de phase souhaité. Si N est le nombre de points sur lequel on simule la pupille (de diamètre D), alors le nombre d'opérations nécessaire pour effectuer sa transformée de Fourier est en $O(N \log_2 N)$ (Press et al. 1992). Soit S la taille du support sur lequel on simule au départ l'écran de phase, avec $S = RD$, $R \geq 1$. Le nombre de points de S sera alors égal à $N_S = R^2 N$ (puisque l'on travaille à deux dimensions). Une application numérique montre que pour un support de taille double ($R = 2$), la transformée de Fourier demandera 8 fois plus d'opérations, tandis que pour un support de taille quadruple, elle en demandera 64 fois plus. Il y a donc un facteur 8 en temps de calcul, ce qui est loin d'être négligeable.

Un autre avantage de cette méthode est la possibilité de générer de la turbulence avec une échelle externe **réellement** infinie. Ceci a été utile au chapitre 6 de la deuxième partie pour essayer de comprendre certaines incohérences entre les FEP turbulentes simulées numériquement et les FEP observées.

Cette méthode a malgré tout des limitations. La première concerne le support sur lequel on va réhausser ces basses fréquences. En effet, les propriétés statistiques connues des polynômes de Zernike vis-à-vis de la turbulence supposent qu'ils sont définis sur un support circulaire. Une telle simulation de la turbulence sur un support différent, comme un carré par exemple, ne se fera pas de manière directe. Une solution possible est de plonger le support carré dans un cercle, permettant alors d'utiliser la méthode. Ceci nécessite malgré tout le rajout de quelques lignes de code supplémentaires.

L'autre limitation de cette méthode provient de la décorrélation des écrans ainsi générés, puisqu'ils sont statistiquement indépendants. Ceci implique qu'il n'est pas possible d'étudier les aspects temporels de l'OA avec cette méthode. Il faudrait toutefois voir si la méthode de prolongation d'écrans proposée par Montera et al. (1998) ne serait pas alors utilisable.

Cette méthode est également inadaptée pour la simulation de grands écrans générés sur un grand nombre de pixels, en particulier en présence d'une échelle externe \mathcal{L}_0 . En effet, l'espace mémoire occupé par le cube de polynômes de Zernike utilisé pour projeter la phase afin de connaître les coefficients des hauts ordres devient important. La présence d'une échelle externe implique de plus que la variance turbulente des bas ordres chute d'autant plus que le rapport D/\mathcal{L}_0 est élevé, obligeant dès lors à reconstruire encore plus de bas ordres, donc de projeter la phase sur encore plus de hauts ordres. Il faut par contre noter que la génération d'écrans du type Kolmogorov où il suffirait de rajouter les tilts ne devrait pas poser de problèmes, en supposant toutefois que la turbulence ait été au préalable générée à l'aide de la méthode décrite au paragraphe A.2.2 et utilisant le spectre donné à l'équation (A.5). En présence d'une turbulence Von-Karman, il est préférable d'utiliser la méthode de transformée de Fourier utilisant le spectre donné dans l'équation (A.6).

Pour conclure, je dirais que l'expérience a montré que cette méthode s'est surtout révélée utile pour la simulation d'écrans de phase turbulents situés **dans la pupille**. Le gain en temps de calcul s'est en particulier révélé utile pour rapidement simuler des FEP turbulentes.

A.4 Conclusion

L'objet de cet annexe était la description de méthodes de simulation de la phase turbulente, point de départ à toutes les études théoriques des systèmes d'Optique Adaptative. J'ai présenté dans cet annexe les méthodes que j'ai utilisées pour mes simulations, méthodes utilisant la coloration d'un bruit blanc gaussien par le spectre de la turbulence, permettant ainsi d'avoir une fine représentation des hautes fréquences spatiales et de ne pas sous-estimer la variance turbulente. J'ai en particulier expliqué la mise en oeuvre informatique de ces méthodes.

J'ai également décrit une nouvelle méthode de simulation accélérée de la turbulence, qui s'est révélée particulièrement utile pour la simulation d'une atmosphère mono-couche où toute la turbulence est localisée dans la pupille, ce qui est intéressant dans le cas où l'on ne souhaite pas étudier les effets d'anisoplanétisme. Cette méthode permet notamment de générer de la turbulence Kolmogorov pleinement développée, c'est à dire avec une échelle externe \mathcal{L}_0 infinie. Ceci a été utile pour mettre en évidence des effets de la turbulence à ce jour mal connus.

Annexe B

Compléments sur la fonction de structure de phase

B.1 Introduction

Je donne dans ce chapitre certains développements mathématiques utilisés dans le chapitre 4 de la deuxième partie sur le calcul des covariances intervenant dans la matrice de reconstruction optimale définie au paragraphe 5.5.2. Cette matrice suppose la commande d'un miroir déformable avec des fonctions d'influence quelconques à partir des mesures de pentes faites sur les étoiles hors-axe entourant la galaxie dont on souhaite corriger le front d'onde.

B.2 Calcul des covariances des dérivées horizontales de la phase

Le paragraphe 5.5.2 fait apparaître un calcul de covariance de la forme :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u', v') \right\rangle \quad (\text{B.1})$$

où u' , s , v' et t sont des variables, et $X_{0,j}$ et $Y_{0,j}$ des constantes.

Roddiar (1981) a donné les covariances des fluctuations de l'angle d'arrivée horizontal $\alpha(x,y)$ des rayons lumineux normaux à la surface d'onde, (x,y) repérant la position d'un point dans la pupille. L'angle d'arrivée horizontal est liée à la dérivée première horizontale de la phase $\varphi(x,y)$ par la relation :

$$\alpha(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x,y) \quad (\text{B.2})$$

et on a donc

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(x,y) \quad (\text{B.3})$$

Intéressons-nous maintenant à la dérivée horizontale de la phase au point de coordonnées $(x + \mu, y + \eta)$. Celle-ci s'exprime aussi en fonction de l'angle d'arrivée horizontal en ce point :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(x + \mu, y + \eta) \quad (\text{B.4})$$

La covariance spatiale de la dérivée de la phase est alors donnée par :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x,y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \left\langle \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(x,y) \frac{2\pi}{\lambda} \alpha(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \langle \alpha(x,y) \alpha(x + \mu, y + \eta) \rangle \quad (\text{B.5})$$

Roddier (1981) donne l'égalité suivante :

$$\langle \alpha(x,y) \alpha(x + \mu, y + \eta) \rangle = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \mu^2}(\mu, \eta) \quad (\text{B.6})$$

où $D_\varphi(\mu, \eta)$ est la fonction de structure de la phase turbulente. L'injection de l'équation précédente dans l'équation (B.5) donne alors :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x,y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \mu^2}(\mu, \eta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \mu^2}(\mu, \eta) \quad (\text{B.7})$$

En posant maintenant $x = u'$, $y = v'$, $\mu = s - X_{0,j}$ et $\eta = t - Y_{0,j}$, et en notant que $dx = du'$, $dy = dv'$, $d\mu^2 = ds^2$ et $d\eta^2 = dt^2$, on a donc

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x,y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle &= \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u', v') \frac{\partial \varphi_j}{\partial u'}(u' + \mu, v' + \eta) \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial \mu^2}(\mu, \eta) \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial s^2}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

où $D_{\varphi,j}$ est la fonction de structure de la phase turbulente dans la couche d'altitude h_j .

B.3 Calcul des covariances des dérivées verticales de la phase

Le paragraphe 5.5.2 fait également apparaître un calcul de covariance de la forme :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial v'}(u' + s - X_{0,j}, v' + t - Y_{0,j}) \frac{\partial \varphi_j}{\partial v'}(u', v') \right\rangle \quad (\text{B.9})$$

De la même façon qu'au paragraphe précédent, on peut définir l'angle d'arrivée vertical $\beta(x,y)$ défini par

$$\beta(x,y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x,y) \quad (\text{B.10})$$

et on a donc

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y}(x,y) = \frac{2\pi}{\lambda} \beta(x,y) \quad (\text{B.11})$$

Roddier (1981) donne l'égalité suivante :

$$\langle \beta(x,y) \beta(x + \mu, y + \eta) \rangle = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \eta^2}(\mu, \eta) \quad (\text{B.12})$$

ce qui nous donne pour le calcul de la covariance de la dérivée verticale de la phase :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x,y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \eta^2}(\mu, \eta) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_\varphi}{\partial \eta^2}(\mu, \eta) \quad (\text{B.13})$$

et en faisant le même changement de variable qu'au paragraphe précédent, l'équation (B.9) devient

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial y}(x,y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle &= \left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial v'}(u', v') \frac{\partial \varphi_j}{\partial v'}(u' + \mu, v' + \eta) \right\rangle \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial \eta^2}(\mu, \eta) \\ &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi,j}}{\partial t^2}(s - X_{0,j}, t - Y_{0,j}) \end{aligned} \quad (\text{B.14})$$

B.4 Calcul des covariances des dérivées horizontales et verticales

Le paragraphe 5.5.2 fait apparaître un calcul de covariance de la forme :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle \quad (\text{B.15})$$

Nous allons voir là aussi que cette égalité peut s'exprimer à l'aide de la fonction de structure de phase $D_{\varphi, j}$ de la phase turbulente dans la couche d'altitude h_j .

Le principe du calcul se base sur ceux effectués dans Roddier (1981). Je rappelle qu'on a :

$$\alpha(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x, y) \quad (\text{B.16})$$

$$\beta(x, y) = \frac{\lambda}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x, y) \quad (\text{B.17})$$

Leur spectre de puissance est alors relié au spectre de puissance spatial de la phase $W_{\varphi}(\mathbf{f})$ par les relations :

$$W_{\alpha}(\mathbf{f}) = \lambda^2 f_x^2 W_{\varphi}(\mathbf{f}) \quad (\text{B.18})$$

$$W_{\beta}(\mathbf{f}) = \lambda^2 f_y^2 W_{\varphi}(\mathbf{f}) \quad (\text{B.19})$$

où f_x et f_y sont les composantes du vecteur fréquence spatiale \mathbf{f} .

La covariance de $\alpha(x, y)$ et de $\beta(x, y)$, définie par

$$B_{\alpha, \beta}(\mu, \eta) = \langle \alpha(x, y) \beta(x + \mu, y + \eta) \rangle \quad (\text{B.20})$$

est alors obtenue en prenant la transformée de Fourier inverse du produit des spectres de puissance définis aux équations (B.18) et (B.19). On a donc (Roddier 1981) :

$$B_{\alpha, \beta}(\mu, \eta) = \frac{\lambda^2}{8\pi^2} \frac{\partial D_{\varphi}}{\partial \mu \partial \eta}(\mu, \eta) \quad (\text{B.21})$$

C'est toutefois la covariance des dérivées de la phase selon x et selon y qui nous intéresse. En combinant l'équation (B.21) avec les équations (B.16) et (B.17), on obtient donc au final :

$$\left\langle \frac{\partial \varphi_j}{\partial x}(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 D_{\varphi}}{\partial \mu \partial \eta}(\mu, \eta) \quad (\text{B.22})$$

B.5 Calcul de la covariance des pentes horizontales et de la phase

Le paragraphe 5.5.2 fait également apparaître une covariance de la forme :

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle \quad (\text{B.23})$$

correspondant à la covariance de la pente horizontale d'une sous-pupille d'un analyseur hors-axe et des commandes à appliquer au miroir déformable chargé de corriger la phase sur axe. Nous allons voir que cette covariance peut s'exprimer à l'aide de la dérivée première de la fonction de structure de phase.

La fonction de structure de phase $D_{\varphi}(\mu, \eta)$ est définie par :

$$D_{\varphi}(\mu, \eta) = \left\langle [\varphi(\mu + x, \eta + y) - \varphi(x, y)]^2 \right\rangle \quad (\text{B.24})$$

La dérivée première horizontale selon μ de $D_\varphi(\mu, \eta)$ s'écrit :

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu}(\mu, \eta) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} [D_\varphi(\mu + \epsilon, \eta) - D_\varphi(\mu, \eta)] \quad (\text{B.25})$$

En remplaçant l'expression de $D_\varphi(\mu, \eta)$ par son expression dans l'équation (B.24), on arrive alors à l'expression suivante :

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu}(\mu, \eta) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} \langle [\varphi(\mu + x + \epsilon, \eta + y) + \varphi(\mu + x, \eta + y) - 2\varphi(x, y)] [\varphi(\mu + x + \epsilon, \eta + y) - \varphi(\mu + x, \eta + y)] \rangle \quad (\text{B.26})$$

On pose $X = \mu + x$. Le développement de l'expression ci-dessus donne alors, après calculs :

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu}(\mu, \eta) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} [\langle \varphi^2(X + \epsilon, \eta + y) \rangle - \langle \varphi^2(X, \eta + y) \rangle - 2 \langle \varphi(x, y) [\varphi(X + \epsilon, \eta + y)] - \langle \varphi(X, \eta + y) \rangle \rangle] \quad (\text{B.27})$$

On a $\langle \varphi^2(X + \epsilon, \eta + y) \rangle - \langle \varphi^2(X, \eta + y) \rangle = 0$, car $\langle \varphi^2(X + \epsilon, \eta + y) \rangle = \langle \varphi^2(X, \eta + y) \rangle = \sigma_\varphi^2$, avec σ_φ^2 la variance de phase. Si on remplace donc X par $\mu + x$ dans l'équation (B.27), on obtient :

$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu}(\mu, \eta) = -2 \left\langle \varphi(x, y) \lim_{\epsilon \rightarrow 0} [\varphi(\mu + x + \epsilon, \eta + y) - \varphi(\mu + x, \eta + y)] \right\rangle = -2 \left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(\mu + x, \eta + y) \right\rangle \quad (\text{B.28})$$

On a donc :

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial x}(\mu + x, \eta + y) \right\rangle = -\frac{1}{2} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \mu}(\mu, \eta) \quad (\text{B.29})$$

La covariance des pentes horizontales et de la phase est donc égale (au signe près) à la moitié de la dérivée première horizontale de la fonction de structure de phase.

B.6 Calcul de la covariance des pentes verticales et de la phase

Nous nous intéressons ici au calcul de la covariance

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(x + \mu, y + \eta) \right\rangle \quad (\text{B.30})$$

Les calculs se font ici de la même manière qu'au paragraphe précédent, sauf que cette fois-ci on cherche l'expression de

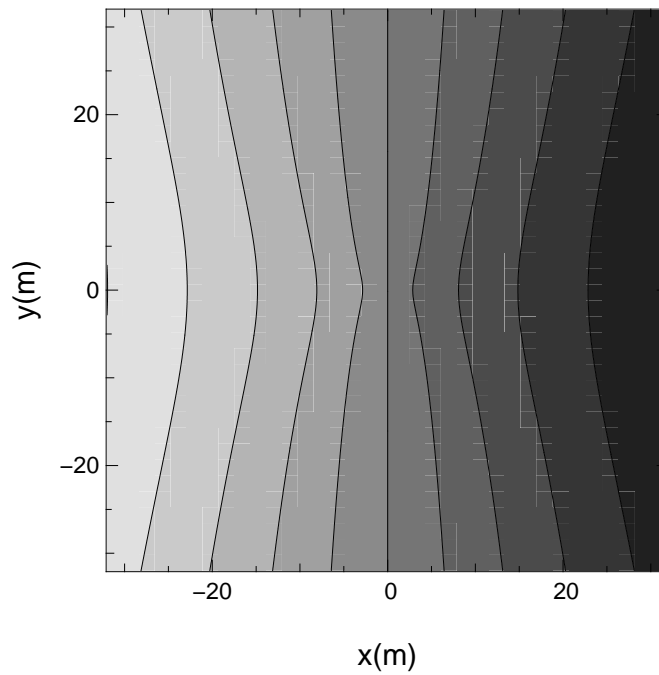
$$\frac{\partial D_\varphi}{\partial \eta} = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\epsilon} [D_\varphi(\mu, \eta + \epsilon) - D_\varphi(\mu, \eta)] \quad (\text{B.31})$$

et on obtient, après développement du même genre de calculs qu'au paragraphe précédent :

$$\left\langle \varphi(x, y) \frac{\partial \varphi}{\partial y}(\mu + x, \eta + y) \right\rangle = -\frac{1}{2} \frac{\partial D_\varphi}{\partial \eta}(\mu, \eta) \quad (\text{B.32})$$

La figure B.6 montre ainsi les cartes de covariance spatiale de la phase avec sa dérivée horizontale et verticale pour une turbulence Kolmogorov ($\mathcal{L}_0 = \infty$). On remarque que la phase au centre est d'autant plus corrélée (ou anti-corrélée) avec la pente en un autre point que la distance de ce dernier est grande. Les calculs montrent de plus que la covariance au centre de la phase avec sa pente en X ou en Y est nulle. Ceci signifie donc que la phase en un point n'est jamais corrélée à sa pente.

Covariance de la phase et de sa dérivée horizontale



Covariance de la phase et de sa dérivée verticale

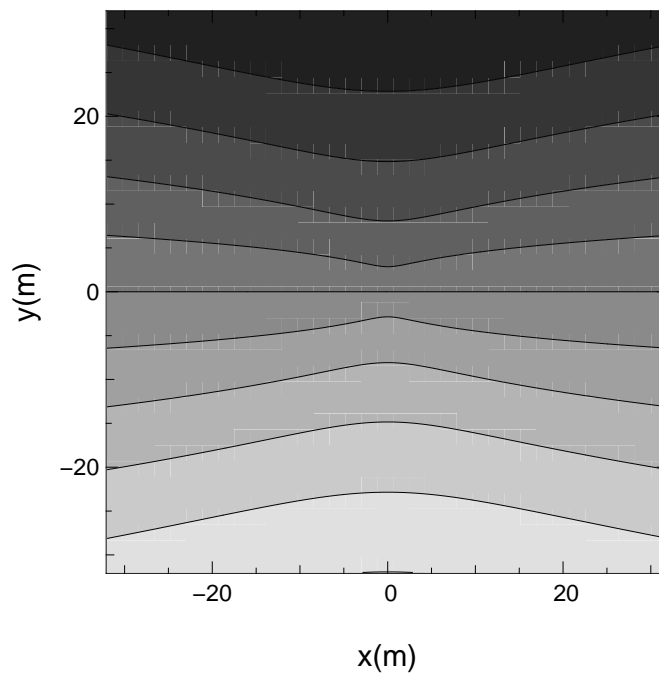


FIG. B.1 – Cartes de covariance spatiale de la phase et de sa dérivée horizontale (en haut) et verticale (en bas) pour une turbulence Kolmogorov pleinement développée. Les contours sont des courbes d'égale corrélation, choisis comme multiple de 0.2. Les niveaux de gris sont d'autant plus clairs que la corrélation est basse.

Annexe C

Articles publiés dans des revues à comité de lecture

Liang, Hammer, Flores, Gruel, et Assémat (2004)

Misleading results from low-resolution spectroscopy: From galaxy interstellar medium chemistry to cosmic star formation density. Article paru dans **Astronomy and Astrophysics**, volume 417, pages 905-918, avril 2004.

Misleading results from low-resolution spectroscopy: From galaxy interstellar medium chemistry to cosmic star formation density^{*}

Y. C. Liang¹, F. Hammer¹, H. Flores¹, N. Gruel^{2,1}, and F. Assémat¹

¹ GEPI, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

e-mail: [yanchun.liang, francois.hammer]@obspm.fr

² Department of Astronomy, University of Florida, 216 Bryant Space Science Center, PO Box 112055, Gainesville, FL 32611-2055, USA

Received 21 February 2003 / Accepted 19 December 2003

Abstract. Low resolution spectroscopy ($R = 150$) from the Canada-France-Redshift Survey (CFRS) revealed intriguing properties for low redshift galaxies ($z \leq 0.3$): nearly half of their spectra show prominent H α emission lines, but no H β emission line and barely detected [O II] $\lambda 3727$, and [O III] $\lambda 5007$ lines. We call these objects “CFRS H α -single” galaxies and have observed a subsample of them at higher spectral resolution, associated with a subsample of more normal emission line galaxies. Good S/N spectroscopy at the VLT and the CFHT, with moderate spectral resolution ($R > 600$), have allowed us to perform a full diagnostic of their interstellar medium chemistry. “CFRS H α -single” galaxies and most of the star forming spirals have high extinctions ($A_V > 2$), high stellar masses and over-solar oxygen abundances.

From the present study, we find it hazardous to derive the detailed properties of galaxies (gas chemical abundances, interstellar extinction, stellar population, star formation rates and history) using spectra with resolutions below 600. One major drawback is indeed the estimated extinction which requires a proper analysis of the underlying Balmer absorption lines. We find that, with low resolution spectroscopy, star formation rates (SFRs) can be either underestimated or overestimated by factors reaching 10 (average 3.1), even if one accounts for ad hoc extinction corrections. These effects are prominent for a large fraction of evolved massive galaxies especially those experiencing successive bursts (A and F stars dominating their absorption spectra). Further estimates of the cosmic star formation density at all redshifts mandatorily requires moderate resolution spectroscopy to avoid severe and uncontrolled biases.

Key words. galaxies: abundances – galaxies: photometry – galaxies: evolution – galaxies: spiral – galaxies: starburst

1. Introduction

Star formation history is a fundamental quantity to study the populations and evolution of galaxies. Hot, massive, short-lived OB stars emit ultraviolet (UV) photons which ionize the surrounding gas to form an H II region, where the recombinations produce spectral emission lines. Among the Balmer lines, H α is the most directly proportional to the ionizing UV stellar spectra at $\lambda < 912$ Å (Osterbrock 1989), and the weaker Balmer lines are much more affected by stellar absorption and reddening. The other commonly observed metallic optical lines

such as [N II] $\lambda 6548$, 6583, [S II] $\lambda 6716$, 6731, [O II] $\lambda 3727$, and [O III] $\lambda 4958$, 5007 depend strongly on the metal fraction present in the gas. Their ionizing potential is higher than the Balmer lines and thus depends on the hardness of the ionizing stellar spectra. These metal lines are indirect tracers of recent star formation, and they characterize the gas chemistry which is linked to the star formation history in individual galaxies. Hence, H α luminosity density is a strong tool to estimate the cosmic star formation density (CSFD).

The optical H α line has been used to estimate the star formation (SF) density in the nearby universe. Tresse & Maddox (1998, hereafter TM98) have calculated the H α luminosity density at $z \sim 0.2$ on the basis of $z < 0.3$ CFRS galaxies and have obtained $10^{39.44 \pm 0.04}$ ergs s⁻¹ Mpc⁻¹. More recent works (Pascual et al. 2001; Fujita et al. 2003), based on deep imaging narrow band data, provided respectively 1.6 and 1.9 times higher than TM98 estimated value. Fujita et al. (2003) argued that their estimates correspond to a redshift (0.24) slightly higher than that sampled by TM98, and also that their data

906

Y. C. Liang et al.: Misleading results from low-resolution spectroscopy

revealed a steeper slope of the faint end of the H α luminosity function.

The above works were based on narrow band filter data and spectroscopy of very low resolving powers (R from 65 to 150) and they made crude assumptions about the extinction coefficient to be applied on the H α luminosity. Indeed, at low resolving power, the underlying Balmer absorption, related to intermediate age stellar populations, can severely affect the H α /H β ratio used to estimate the extinction coefficient.

In this paper, our aim is to address two questions: (1) can one estimate the global properties (gas chemical abundances, extinction and SFRs) of individual galaxies on the basis of low resolution spectroscopy? (2) How robust are SF density estimates based on low resolution spectroscopy or narrow band filters imagery? To tackle these issues we have gathered a small, but representative sample of low- z galaxies and have systematically compared their properties derived from different spectral resolutions, from very low to moderate ones. Low resolution spectroscopy (about 40 Å) was provided by the CFRS spectra, and moderate resolution spectra have been obtained by using the European Southern Observatory (ESO) Very Large Telescope (VLT) and the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT): VLT/FORS and CFHT/MOS (5 Å or 12 Å for VLT, 12 Å for CFHT)

The paper is organized as follows. In Sect. 2, we describe the sample selection. The observations, data reduction and flux measurements are described in Sect. 3. Extinction properties are discussed in Sect. 4, allowing to present diagnostic diagrams and the estimated gas abundances in Sect. 5. The derived SFRs of these galaxies were given in Sect. 6, which includes a discussion on the requirements needed for proper estimates. For reasons of consistency with the former analyses, the adopted cosmological constants are $H_0 = 50$ km s⁻¹ Mpc⁻¹ and $q_0 = 0.5$ throughout this paper.

2. CFRS low redshift galaxies: The sample selection

CFRS has produced a unique sample of 591 field galaxies with $I_{AB} < 22.5$ in the range $0 < z < 1.3$ with a median $\langle z \rangle \sim 0.56$ (Lilly et al. 1995a,b; Le Fèvre et al. 1995; Hammer et al. 1995; Crampton et al. 1995), which is a good sample to study star formation history, stellar population and evolution of galaxies.

There are 138 CFRS galaxies with $z \leq 0.3$ showing both H α and H β lines in the rest-frame optical wavelength range. 21 of these galaxies exhibit both H α and H β in absorption, and 117 exhibit H α emission lines (see Fig. 1). Among the 117 low- z H α emission galaxies, 57 (~49%) exhibit non-positive equivalent width of H β , $EW(H\beta) \leq 0$, (zero in 43 and negative in 14 galaxies), and generally exhibit no [O II] $\lambda 3727$, [O II] $\lambda 3727$ emission lines (Hammer et al. 1997; Hammer & Flores 2001; Tresse et al. 1996). We call these galaxies “CFRS H α -single” galaxies. 53 of the H α -emission line galaxies show $EW(H\beta) > 0$, which are called as “CFRS normal emission line” galaxies in this study. The other 7 are without available information about H β because of the weak quality of their spectra near to 4861 Å wavelength (Tresse et al. 1996; Hammer et al. 1997).

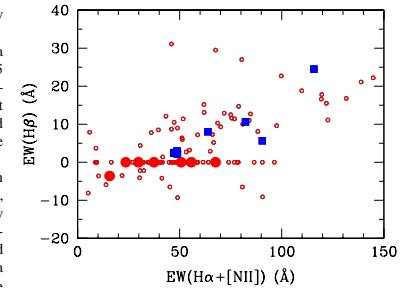


Fig. 1. $EW(H\beta)$ against $EW(H\alpha + [N II])$ for the 117 H α emission CFRS galaxies ($z \leq 0.3$) (open circles) at rest-frame. Five galaxies are outside the diagram, having higher $EW(H\alpha + [N II])$ than 150 Å, including two sample galaxies in this study, CFRS22.0474 with (370, 42) and CFRS14.1103 with (2940, 192). The large filled circles represent the “CFRS H α -single” galaxies. The filled squares represent the “CFRS normal emission line” galaxies.

Why do almost half of the CFRS low- z sample galaxies exhibit “H α -single” spectra? Could it be due to large extinctions? Is it related to the low spectral resolution in the CFRS? Or could it be due to the “fact” that they are “peculiar” objects? What is the difference or relation between the “H α -single” galaxies and other “normal emission line” galaxies?

Seven “CFRS H α -single” galaxies are selected to understand their detailed properties (the filled circles in Fig. 1). Another nine “CFRS normal emission line” galaxies (showing both H α and H β in emission) are selected for comparison (the squares in Fig. 1). They represent the two group galaxies mentioned above as demonstrated in Fig. 1, although all of them were observed during observational runs targeting different goals (higher redshift galaxies) by completing MOS or FORS masks.

The properties of the 16 sample galaxies are studied by using moderately high resolution and high S/N spectra from the VLT and the CFHT. Their images were obtained by the Hubble Space Telescope (HST) WFPC2 with filter F814W in 1994 and the CFHT/FOCAM in 1991. The basic data for these galaxies are given in Table 1. The columns are CFRS name, redshift, I_{AB} magnitude, absolute B magnitude, K_{AB} and absolute K magnitudes (“9999” was marked for the absent values), and the telescopes used for spectral and imaging observations. All the magnitudes are in the AB systems.

3. Observations, data reduction and flux measurements

Spectrophotometric observations for four sample galaxies were obtained during one night (for 3^h field) with the ESO 8 m VLT/FORS2 instrument with the R600 and I600 grisms ($R = 5$ Å) and covering the wavelength range from 5500 to 9200 Å. The slit width was 1.2”, and the

Send offprint requests to: Y. C. Liang,

e-mail: yanchun.liang@obspm.fr

* Based on observations collected with the ESO Very Large Telescope at the Paranal Observatory (under programmes 66.A-0599(A) and 67.A-0218(A)) and with the Canada-France-Hawaii Telescope (under programmes 96IF25, 98IF16, 98IF65A and 98IC14), which is operated by CNRS of France, NRC of Canada, and the University of Hawaii.

Table 1. Basic data of the sample galaxies, the top seven are the “CFRS H α -single” galaxies, the bottom nine are the “CFRS normal emission line” galaxies. “SPE” means “spectroscopy” and “IMA” means “imagery”.

Objects	z	I_{AB}	M_B	K_{AB}	M_K	SPE	IMA
03.0364	0.2511	19.05	-20.79	17.89	-22.63	CFHT	HST
03.0365	0.2183	19.19	-20.09	17.91	-22.20	CFHT	HST
03.0578	0.2192	20.79	-19.16	20.07	-20.04	VLT600	HST
03.0641	0.2613	20.03	-19.62	9999	9999	VLT600	CFHT
03.0711	0.2615	21.04	-19.03	19.76	-20.92	VLT600	HST
03.1014	0.1961	18.42	-20.87	17.27	-23.10	CFHT	HST
22.0717	0.2791	19.60	-20.24	17.92	-23.04	VLT300	CFHT
03.0003	0.2187	22.49	-16.60	21.81	-18.18	CFHT	CFHT
03.0149	0.2510	20.74	-19.42	19.70	-20.82	VLT600	HST
03.0160	0.2184	21.83	-17.71	9999	9999	CFHT	CFHT
03.1299	0.1752	18.59	-20.47	9999	9999	CFHT	HST
03.1311	0.1755	19.56	-19.40	18.05	-22.23	CFHT	HST
14.1103	0.2080	22.33	-17.69	9999	9999	CFHT	CFHT
14.1117	0.1919	20.79	-18.98	9999	9999	CFHT	CFHT
22.0474	0.2801	21.74	-18.66	21.12	-19.55	VLT300	CFHT
22.1084	0.2930	20.29	-20.22	19.22	-21.70	CFHT	CFHT

slit length $10''$. The objects CFRS22.0474 and CFRS22.0717 were observed in another night (for 2nd field) using the VLT/FORS2 instruments with the R300 grism ($R = 12 \text{ \AA}$) and covering the wavelength range from 5800 to 9500 \AA . The slit width was $1.0''$, and the slit length $10''$. CFHT data were obtained in different runs from 1996 to 1999, using the standard MOS setup with the R300 grism and a $1.5''$ slit. These ensure the coverage from H β to [S II] lines in the rest-frame spectrum.

The spectra were extracted and wavelength-calibrated using IRAF¹ packages. Flux calibration was done using 15 min exposures of different photometric standard stars. To ensure the reliability of the data, all spectrum extractions, as well as the lines measurements, were performed by using the SPLAT package.

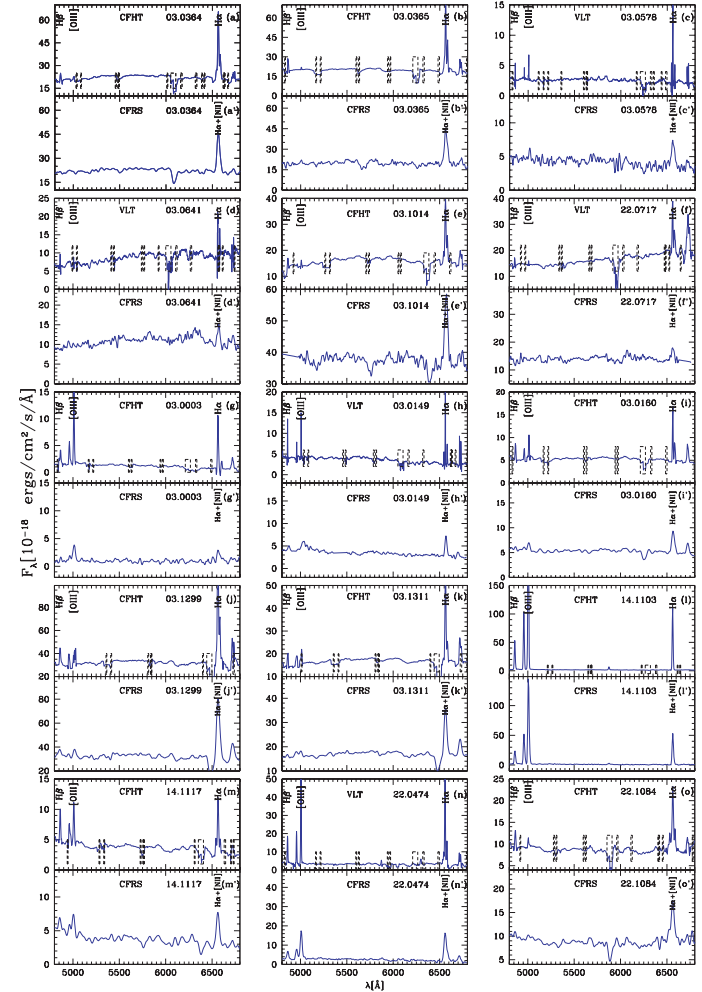
The rest-frame spectra of the 16 sample galaxies are given in Figs. 2a–o and Figs. 3a,b. The continua have been convolved except at the locations of the emission lines (e.g. H β ; [O III] $\lambda\lambda 4958, 5007$; [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$; H α and [S II] $\lambda\lambda 6716, 6731$) using the procedure developed by our group (Hammer et al. 2001; Gruel 2002; Gruel et al. 2003). For the VLT600 spectra, the adopted convolution factors are 7 pixels and then 15 pixels; for the VLT300 and CFHT spectra, the convolution factors are 7 and 7 pixels (Hammer et al. 2001; Gruel et al. 2003). Pairs of vertical dashed lines delimit the regions where strong sky emission lines (e.g. [O I] 5577, 6300, 6364 \AA and OH 6834, 6871, 7716, 7751, 7794, 7851, 7914, 7993, 8289, 8298, 8344, 8505 \AA) and absorption lines (O $_2$ 6877, 7606 and 7640 \AA) are located. Figures 2a'–o' and

Figs. 3c,d give the corresponding CFRS low-resolution spectra of the galaxies. The comparison between the moderate-resolution spectra and the CFRS spectra show that the emission lines are strongly hidden or diluted in the low resolution observations. And the higher resolution make it possible to separate the [N II] $\lambda\lambda 6548, 6583$ emission lines from the H α emission.

The fluxes of emission lines have been measured using the SPLAT package. The stellar absorption under the Balmer lines are estimated from the synthesized stellar spectra obtained using the stellar spectra of Jacoby et al. (1984). The corresponding error budget has been deduced using three independent methods: the first one is estimated by trying several combinations of the stellar templates for the stellar absorption; the second one is from measurement, which is estimated according to the independent measurements performed by Liang, Flores and Hammer; the third one is Poisson noise from both sky and objects. The flux measurements of the emission lines from the VLT and the CFHT spectra and their errors are given in Table 2. The fluxes of [O II] $\lambda 3727$ are estimated from the original CFRS spectra with large error bars due to the absence of this line in the rest-frame wavelength ranges of the moderate resolution spectra.

4. Balmer decrement and extinction

The major factor that affects measurements of the true emission fluxes is interstellar extinction. If galaxies are observed at high galactic latitudes, the extinction due to our own Galaxy is negligible (~ 0.05 mag), hence most extinction is intrinsic to the observed galaxy. Extinction arising along the line of sight to a target galaxy makes the observed ratio of the flux of two emission lines differ from their ratio as emitted in the galaxy.

**Fig. 2.** a)–f) Rest-frame spectra of 15 sample galaxies from the moderate-resolution observations; a')–f') the corresponding low-resolution CFRS spectra of the galaxies. a)–f) and a')–f') are the spectra of the six “CFRS H α -single” galaxies, others are the spectra of the nine “CFRS normal emission line” galaxies. The spectrum of another “CFRS H α -single” galaxy, CFRS03.0711, will be given in Fig. 3.

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomical Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

Table 2. Measured emission fluxes (F_λ) of the sample galaxies in units of 10^{-17} ergs cm^{-2} s^{-1} , “9997” means the line is blended with strong sky line, “9998” means there are no the corresponding lines detected around the line positions, and “9999” means the lines are shifted outside the observed wavelength ranges. “Ap” is the aperture correction factor between the CFRS and the present moderate-resolution observations due to the different slit widths.

CFRS	H β 4861	[O III] 4958	[O III] 5007	H α 6563	[N II] 6548	[N II] 6583	[S II] 6716	[S II] 6731	[S II] ₁₊₂	[O II] 3727	Ap
03.0364	7.18 ± 0.57	0.81 ± 0.05	2.44 ± 0.14	62.30 ± 0.62	6.89 ± 0.41	22.3 ± 1.11	–	–	10.90 ± 1.50	9999	1.0
03.0365	13.49 ± 0.54	<0.54	<1.61	88.75 ± 8.34	14.25 ± 1.43	33.14 ± 2.45	12.55 ± 1.04	9.32 ± 0.77	21.87 ± 1.81	14.0 ± 14.0	1.0
03.0578	1.23 ± 0.20	0.61 ± 0.09	1.77 ± 0.26	8.76 ± 0.43	1.06 ± 0.34	1.80 ± 0.66	1.80 ± 0.31	2.07 ± 0.29	3.87 ± 0.60	5.3 ± 1.0	1.8
03.0641	2.21 ± 0.24	0.31 ± 0.06	0.92 ± 0.17	10.25 ± 0.92	1.18 ± 0.14	3.53 ± 0.43	<1.38	<1.65	<3.03	3.0 ± 1.0	1.3
03.0711	4.49 ± 0.18	0.65 ± 0.07	1.95 ± 0.20	13.58 ± 0.58	1.04 ± 0.12	5.78 ± 0.68	3.56 ± 0.37	1.96 ± 0.37	5.52 ± 0.74	2.5 ± 2.0	1.0
03.1014	5.90 ± 0.71	9998	1.32 ± 0.26	43.28 ± 4.51	4.24 ± 0.85	13.00 ± 1.71	9.26 ± 0.99	5.12 ± 2.78	14.38 ± 3.77	16.0 ± 7.0	2.2
22.0717	3.54 ± 0.44	9998	<0.75	29.71 ± 2.67	3.67 ± 0.40	14.07 ± 1.55	–	–	9997	1.3 ± 1.3	1.0
03.0003	3.97 ± 0.80	5.41 ± 0.54	16.16 ± 0.86	13.89 ± 0.62	–	<3.06	2.80 ± 0.20	1.95 ± 0.14	4.75 ± 0.50	2.1 ± 2.1	0.6
03.0149	4.76 ± 0.28	1.87 ± 0.07	5.43 ± 0.22	17.18 ± 0.71	1.35 ± 0.17	3.49 ± 0.43	3.95 ± 0.72	2.61 ± 0.39	6.56 ± 1.11	7.1 ± 7.1	1.0
03.0160	4.25 ± 0.51	1.57 ± 0.157	4.72 ± 0.47	12.40 ± 0.37	–	6.17 ± 0.66	–	–	7.04 ± 0.68	9999	1.0
03.1299	16.4 ± 1.48	5.06 ± 0.46	15.2 ± 1.37	144.0 ± 4.32	13.2 ± 1.32	39.6 ± 3.96	–	–	40.0 ± 4.80	9999	1.0
03.1311	6.97 ± 0.49	2.53 ± 0.20	7.59 ± 0.61	58.4 ± 2.34	4.40 ± 0.18	13.4 ± 0.54	16.5 ± 1.65	10.5 ± 1.05	27.0 ± 2.7	9999	1.0
14.1103	60.56 ± 0.61	130.9 ± 0.52	392.7 ± 1.57	133.9 ± 0.54	9998	9998	–	–	9998	<3.45	1.0
14.1117	5.54 ± 0.44	3.34 ± 0.20	10.03 ± 0.60	15.9 ± 0.48	–	2.70 ± 0.54	–	–	4.08 ± 0.28	9999	1.0
22.0474	13.04 ± 0.46	14.05 ± 0.30	43.70 ± 1.20	51.97 ± 2.49	4.20 ± 0.40	11.97 ± 2.0	6.90 ± 0.68	5.80 ± 0.58	12.70 ± 1.26	17.0 ± 2.3	1.0
22.1084	5.23 ± 0.52	0.94 ± 0.12	2.82 ± 0.37	26.9 ± 2.15	1.70 ± 0.23	5.11 ± 0.71	–	–	5.82 ± 0.64	9999	1.0

Notes: $Ap = \left(\frac{CFRS}{VLT}\right)_{Aper}$, $[S II]_{1+2} = [S II] 6716 + [S II] 6731$.

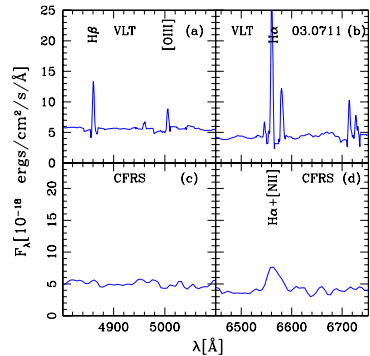


Fig. 3. a), b) Rest-frame spectra of CFRS03.0711 from the VLT observation around H β and H α wavelength positions; c), d) the corresponding low-resolution CFRS spectra.

The extinction coefficient, c , can be derived using the Balmer lines H α and H β :

$$\frac{I(H\alpha)}{I(H\beta)} = \frac{I_0(H\alpha)}{I_0(H\beta)} 10^{-c(I(H\alpha) - I(H\beta))}, \quad (1)$$

where $I(H\alpha)$ and $I(H\beta)$ are the measured integrated line fluxes, and $I_0(H\alpha)/I_0(H\beta)$ is the ratio of the fluxes as emitted in the interstellar dust. Assuming case B recombination, with a density of 100 cm^{-3} and a temperature of 10^4 K , the predicted ratio of $I_0(H\alpha)$ to $I_0(H\beta)$ is 2.86 (Osterbrock 1989).

Using the average interstellar extinction law given by Osterbrock (1989), $f(H\alpha) - f(H\beta) = -0.37$, c can be readily determined from Eq. (1). Any corrected emission-line flux, $I_0(\lambda)$, can then be estimated by correcting the extinction obtained from Eq. (1) and the following average extinction law taken from Osterbrock (1989). The extinction parameter A_V (V for visual) has been calculated following the suggestion of Seaton (1979): $A_V = E(B - V)/R = \frac{A_V}{1.47}$ (mag). R which is 3.2, is the ratio of total to selective extinction at V. The derived extinction values of the sample galaxies, A_V , are given in Col. 2 in Table 3. Figure 4 shows the distributions of galaxy numbers vs. extinction (A_V) for the “CFRS H α -single”, “CFRS normal emission line” galaxies and the combination of these two

Table 3. The photometric properties of the sample galaxies.

CFRS	A_V	B/T	inclination i (degree)
03.0364	2.84 ± 0.21	0.025 $^{+0.002}_{-0.002}$	11 $^{+8}_{-1}$
03.0365	2.13 ± 0.26	0.010 $^{+0.024}_{-0.010}$	59 $^{+4}_{-1}$
03.0578	2.33 ± 0.44	0.214 $^{+0.047}_{-0.054}$	55 $^{+4}_{-1}$
03.0641	1.22 ± 0.36	0.007 $^{+0.037}_{-0.007}$	84 $^{+1}_{-1}$
03.0711	0.14 ± 0.14	0.003 $^{+0.013}_{-0.003}$	32 $^{+4}_{-3}$
03.1014	2.41 ± 0.41	0.021 $^{+0.137}_{-0.003}$	53 $^{+4}_{-1}$
22.0717	2.75 ± 0.39	0.095 $^{+0.089}_{-0.095}$	72 $^{+2}_{-2}$
03.0003	0.52 ± 0.27	0.868 $^{+0.132}_{-0.434}$	17 $^{+33}_{-17}$
03.0149	0.59 ± 0.18	0.333 $^{+0.150}_{-0.074}$	51 $^{+4}_{-3}$
03.0160	0.05 $^{+0.30}_{-0.05}$	0.036 $^{+0.224}_{-0.036}$	23 $^{+54}_{-23}$
03.1299	2.87 ± 0.24	0.097 $^{+0.071}_{-0.007}$	59 $^{+2}_{-1}$
03.1311	2.75 ± 0.21	0.038 $^{+0.015}_{-0.013}$	75 $^{+1}_{-1}$
14.1103	0.00 $^{+0.02}_{-0.00}$	0.817 $^{+0.183}_{-0.817}$	39 $^{+19}_{-13}$
14.1117	0.01 $^{+0.22}_{-0.01}$	0.147 $^{+0.164}_{-0.147}$	47 $^{+7}_{-13}$
22.0474	0.85 ± 0.13	0.898 $^{+0.020}_{-0.030}$	27 $^{+4}_{-3}$
22.1084	1.49 ± 0.32	0.000 $^{+0.054}_{-0.000}$	2 $^{+8}_{-2}$

with a 0.5 bin in A_V . “CFRS H α -single” galaxies mostly display high extinction coefficients (median $A_V = 2.2$), conversely to “CFRS normal emission line” galaxies (median $A_V = 0.6$). However, taking all the 16 galaxies together leads to an average extinction coefficient of about $A_V = 1.25$, which is equivalent to the assumption of Fujita et al. (2003, $A_{H\alpha} = 1.0$). No very high extinctions ($A_V > 3.3$) are found in the sample galaxies.

4.1. Photometry and dust correction

Using the HST and the CFHT images of the sample galaxies, we used the GIM2D² software package to calculate the inclination i (the disk axis to the line of sight) and the luminosities ratio of the bulge over the total (B/T) of these galaxies. Table 3 gives the corresponding values. All “CFRS H α -single” galaxies show disk properties with B/T ratios lower than 0.5. The B/T values are consistent with the study of Kent (1985), which showed that the B/T ratio is mainly between 0.4 to 0.0 for Sab–Sc⁺ galaxies (see their Fig. 6) (also see Lilly et al. 1998). Three “CFRS normal emission line” galaxies (CFRS03.0003, 14.1103 and 22.0474) are very compact and the analysis of their CFHT images hardly recover their morphological parameters (which results in large error bars).

² GIM2D, Galaxy Image 2D, is an IRAF/SPP package written to perform detailed bulge+disk surface brightness profile decompositions of low signal-to-noise images of distant galaxies in a fully automated way (Simard et al. 2002).

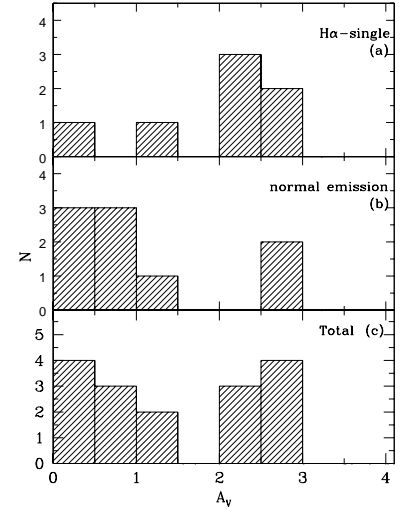


Fig. 4. Distribution of the extinction A_V in sample galaxies with a binning interval of 0.5: a) the seven “CFRS H α -single” galaxies; b) the nine “CFRS normal emission line” galaxies; c) the total 16 sample galaxies.

Generally, the internal extinction of galaxies increases with the inclination of the disk because the path length through the disk increases roughly as $1/\cos i$ (Giovannelli et al. 1995). Figure 6 provides a good illustration of this effect, since for galaxies with inclination lower than 45° , the median A_V is 0.6 which could be compared to 2.2 in the edge-on galaxies.

5. Diagnostic diagrams and gas abundances

5.1. Diagnostic diagrams

Several emission line ratios have been used for a proper diagnostic for the galaxies. Figures 7a and 7b give the diagnostic diagrams of $\log([O III] \lambda 5007/H\alpha)$ vs. $\log([N II] \lambda 6583/H\alpha)$ and $\log([O III] \lambda 5007/H\alpha)$ vs. $\log([S II] \lambda 6716 + \lambda 6731/H\alpha)$, respectively.

The $[O III]/H\beta$ ratio is mainly an indicator of the mean level of ionization and temperature, while the $[S II]/H\alpha$ ratio is an indicator of the relative importance of a large partially ionized zone produced by high-energy photoionization. The $[N II]/H\alpha$ ratio also gives a good separation between HII region nuclei and Active Galactic Nuclei (AGN) though its significance is not so immediately obvious. The ratios have been chosen to minimize the effects of dust extinction (Veilleux & Osterbrock 1987; Osterbrock 1989).

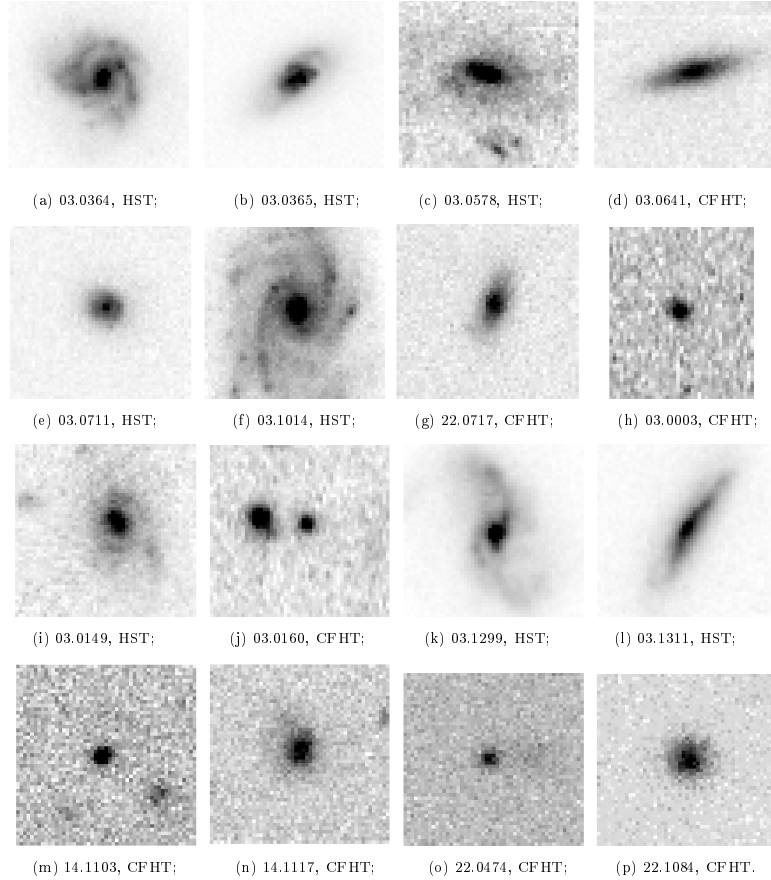


Fig. 5. HST/F814W or CFHT images of the sample galaxies. **a)–g)** are the images of the seven “CFRS H α -single” galaxies; the rest nine are “CFRS normal emission line” galaxies. Images are $5'' \times 5''$ size, only 03.0003 is $4''$ in the horizontal size since it is near to the edge of the image of the field.

The dashed and dotted lines in the two diagrams are the separating lines between H II region nuclei and AGNs taken from Osterbrock (1989, their Figs. 12.1 and 12.3). The H II region-like objects can be H II regions in external galaxies, starbursts,

or H II region galaxies, objects known to be photoionized by OB stars. Seyfert 2 galaxies have relatively high ionization with $[\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta \geq 3$. Most starburst and H II region galaxies have lower ionization. Many low-ionization galaxies have

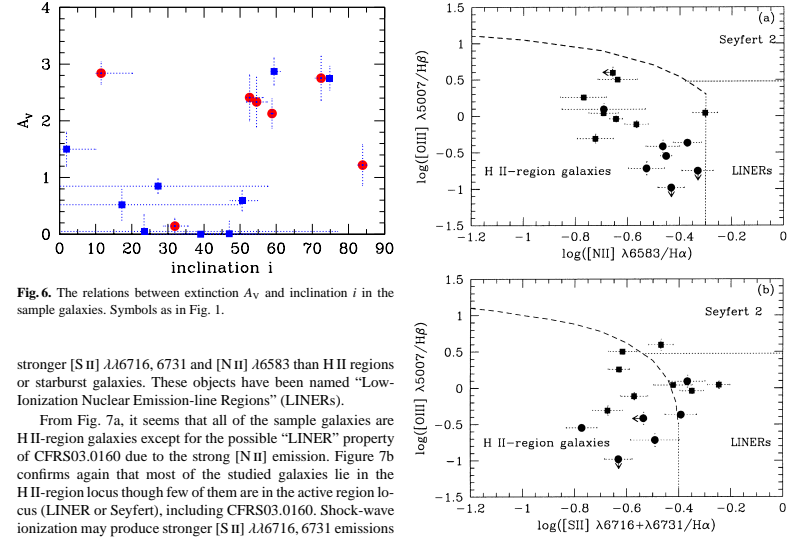


Fig. 6. The relations between extinction A_V and inclination i in the sample galaxies. Symbols as in Fig. 1.

stronger $[\text{S II}] \lambda\lambda 6716, 6731$ and $[\text{N II}] \lambda 6583$ than H II regions or starburst galaxies. These objects have been named “Low-ionization Nuclear Emission-line Regions” (LINERs).

From Fig. 7a, it seems that all of the sample galaxies are H II-region galaxies except for the possible “LINER” property of CFRS03.0160 due to the strong $[\text{N II}]$ emission. Figure 7b confirms again that most of the studied galaxies lie in the H II-region locus though few of them are in the active region locus (LINER or Seyfert), including CFRS03.0160. Shock-wave ionization may produce stronger $[\text{S II}] \lambda\lambda 6716, 6731$ emissions relative to $\text{H}\alpha$ than in typical H II regions. For some of the best quality spectra, we have been able to estimate the intensity ratio of the two $[\text{S II}]$ emission line, $([\text{S II}] \lambda 6716)/([\text{S II}] \lambda 6731)$ which can be used to estimate the electron density, N_e (Osterbrock 1989, p. 134, their Fig. 5.3). It results the values which are generally close to what is expected from H II region galaxies (may also see van Zee et al. 1998).

From the combination of Figs. 7a and 7b, we find that it seems that only one object (CFRS03.0160) out of 16 could be a LINER. Moderate resolution spectroscopy is required to establish these two diagnostic diagrams, and is unique for solid estimates of the nature of emission line objects. As also noticed by Tresse et al. (1996), a large fraction of their assumed Seyfert 2 galaxies would be better classified as LINERs if the underlying absorption under the $\text{H}\beta$ line was properly accounted for.

In both Figs. 7a and 7b, the “CFRS H α -single” galaxies and the “CFRS normal emission line” galaxies lie in well distinct areas, with the noticeable exception of CFRS03.0578. We believe this is related to different gas metal abundance histories in these two classes of galaxies as it is studied in the following sections.

5.2. Metallicities from comparison with local H II regions and H II galaxies

Gas abundance is a key factor to understand the star formation history and stellar population components of galaxies. Metallicities of galaxies can be roughly estimated from the

diagnostic diagram of $[\text{O II}]/\text{H}\beta$ vs. $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ by comparing with the known metallicities of the local H II regions and H II galaxies (Hammer et al. 1997).

Figure 8 gives the $\log([\text{O II}] \lambda 3727/\text{H}\beta)$ vs. $\log([\text{O III}] \lambda 4958 + \lambda 5007/\text{H}\beta)$ relations in “CFRS H α -single” galaxies (the filled circles) and “CFRS normal emission line” galaxies (the filled squares), associated with a sample of local H II regions and H II galaxies with known metallicities. The data points of other galaxies are taken from the literature (see Hammer et al. 1997 for references). It shows that the “CFRS H α -single” galaxies are more metal-rich than the “normal emission line” galaxies except CFRS03.0578, which results in weaker $[\text{O II}]$ and $[\text{O III}]$ emissions.

Since $[\text{O II}]$ emission lines are outside the rest-frame wavelength ranges in six galaxies (“9999”) were marked for their fluxes of $[\text{O II}]$ emission in Table 2), we use the theoretical $[\text{O II}]/\text{H}\beta$ values of the local H II regions and H II galaxies (the solid line in the figure) to be their $[\text{O II}]/\text{H}\beta$ values to estimate the metallicities, which is reliable by virtue of their H II-region galaxy properties given in Fig. 7 and the reliable $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ ratios. Actually, the $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ ratio values give the metallicities of these galaxies by comparing with the corresponding ratios of the local H II regions and H II galaxies with different

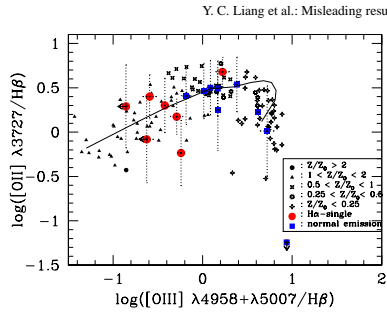


Fig. 8. The relations between $[O II] \lambda 3727/H\beta$ and $[O II] \lambda 4958 + \lambda 5007/H\beta$ in the “CFRS H α -single” galaxies (filled circles) and the “CFRS normal emission line” galaxies (filled squares), together with a sample of the local H II regions and H II galaxies with different metallicities. The solid line shows the theoretical sequence from McCall et al. (1985), which fits the local H II galaxies well, with metallicity decreasing from the left to the right (also see Hammer et al. 1997).

metallicities in Fig. 8. Their error bars of $[O II]$ fluxes are estimated by using the average error of other sample galaxies.

5.3. Oxygen and nitrogen abundances

Oxygen is one of the main coolants in nebulae, appearing either via fine-structure lines in the far-infrared (52 and 88 μm) when the electron temperature is low or via forbidden lines in the optical ($[O II] \lambda 3727$, $[O III] \lambda 4958$ and $[O III] \lambda 5007$) when the electron temperature is high.

Given the absence of reliable $[O III] \lambda 4363$ detection, which is too weak to be measured except in extreme metal-poor galaxies, to derive the electron temperature of the ionized medium by comparing with $[O III] \lambda 4958, 5007$ lines (Osterbrock 1989), oxygen abundances may also be determined from the ratio of $[O II] + [O III]$ to $H\beta$ lines (“strong line” method). The general parameter is $R_{23} = ([O II] \lambda 3727 + [O III] \lambda 4958 + [O III] \lambda 5007)/H\beta$. To convert R_{23} into $12 + \log(O/H)$, we adopt the analytical approximation given by Zaritsky et al. (1994, hereafter ZKH), which is consistent with other calibration relations (see Kobulnicky & Zaritsky 1999, KZ99), and that is itself a polynomial fit to the average of three earlier calibrations for metal rich H II regions. This relationship has been used for all the galaxies except for CFRS14.1103 which presents a very small $[O II]/H\beta$ ratio and no $[N II] \lambda 6583, 6583$ and $[S II] \lambda 6716, 6731$ emission lines are detected that characterize a low oxygen abundance medium, and for which we adopt the relation from Kobulnicky et al. (1999) for metal-poor branch galaxies. Its derived abundance by us is very similar to that of Tresse et al. (1993).

The derived oxygen abundances of the sample galaxies are given in Table 4 as $12 + \log(O/H)$, which are consistent with the results of Fig. 8. The “CFRS H α -single” galaxies have larger abundance values than those of “CFRS normal emission line”

galaxies, and lie in a region occupied by over-solar abundance objects, except for CFRS03.0578.

Figure 9 shows the oxygen abundance vs. absolute blue magnitude M_B relations for the sample galaxies. It shows that the “CFRS H α -single” galaxies are lying in the top metallicity area of local spiral galaxies and Emission Line Galaxies (ELGs) at $z \sim 0.1 \sim 0.5$ studied by KZ99, and the “CFRS normal emission line” galaxies are very similar to the local spiral galaxies except CFRS14.1103. The general trend of the sample galaxies is that the brighter galaxies are more metal-rich. The Solar oxygen abundance ($12 + \log(O/H)_\odot = 8.83$) was taken from Grevesse & Sauval (1998).

$[N II] \lambda 6583$ can be used in conjunction with $[O II] \lambda 3727$ and the temperature in the $[N II]$ emission regions ($t_{[N II]}$) to estimate the N/O ratio in the sample galaxies assuming $\frac{N}{O} = \frac{N_{[N II]}}{O_{[O II]}}$. Uncertainties due to emission line measurements, reddening and sky subtraction in the presence of strong night sky emission lines near $[N II]$ dominate the error budget for N/O.

First, we use the formula given by Thurston et al. (1996) to estimate the temperature in the $[N II]$ emission region ($t_{[N II]}$) by using $\log R_{23}$. Then, $\log(N/O)$ is estimated from $([N II] \lambda 6583 + \lambda 6583)/([O II] \lambda 3727)$ emission ratio and $t_{[N II]}$. The derived values are given in Table 4. Figure 10 gives the $\log(N/O)$ vs. $12 + \log(O/H)$ relations for these sample galaxies. Most of them follow the secondary nitrogen production well (Vila-Costas & Edmunds 1993).

6. H α luminosities and star formation rates

6.1. H α luminosities and SFRs

There is a unique advantage in using H α to obtain the SFRs for low- z galaxies. Among the Balmer lines, H α is the most directly proportional to the ionizing UV flux, and the weaker Balmer lines are much more affected by stellar absorption and reddening. The SFRs of the “CFRS H α -single” galaxies were estimated from the H α luminosities.

In the following, we adopt a Salpeter initial mass function (IMF) with low and high mass cutoffs at 0.1 and 100 M_\odot (Salpeter 1955). The calibrations of Kennicutt et al. (1994) and Madau et al. (1998) yield:

$$SFR(M_\odot \text{ yr}^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H\alpha) (\text{ergs s}^{-1}) \times A_{\text{per}}, \quad (2)$$

(Kennicutt 1998), with

$$L(H\alpha) = 4\pi(3.086 \times 10^{24} D_L)^2 f(H\alpha) (\text{ergs s}^{-1}), \quad (3)$$

where $L(H\alpha)$ is the H α luminosity in ergs s^{-1} , $f(H\alpha)$ is the integrated flux in $\text{ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ after correcting for the extinction, and D_L is the luminosity distance in Mpc. A_{per} is the aperture correction factor by comparing the photometric and spectral magnitudes in I_{AB} band due to the limited size of the slit. The related results of these parameters and the derived SFRs are given in the left part of Table 5 (Cols. (1)–(5)), in which $\text{Flux}_c(H\alpha)$ is the H α emission flux after correcting for the extinction. CFRS galaxies have SFRs ranging from Milky Way value to higher typical values of starburst galaxies.

Table 4. The derived emission line ratios and oxygen, nitrogen abundances of the sample galaxies. The first seven are the “CFRS H α -single” galaxies, and the rest nine are the “CFRS normal emission line” galaxies.

CFRS	$\log \frac{[O II]}{H\beta}$	$\log \frac{[N II]}{H\alpha}$	$\log \frac{[S II]}{H\alpha}$	$\log \frac{[O II]}{H\beta}$	$\frac{[S II]}{[O II]}$	N_e (cm^{-3})	$\log(R_{23})$	$12 + \log(O/H)$	$t_{[N II]}$ (K)	$\log(N/O)$
03.0364	-0.55 ± 0.04	-0.45 ± 0.02	-0.77 ± 0.06	0.30 ± 0.30	—	—	0.38 ± 0.26	9.09 ± 0.17	7082 ± 1095	-0.90 ± 0.01
03.0365	< -0.98	-0.43 ± 0.05	-0.63 ± 0.05	0.29 ± 0.47	1.35 ± 0.22	$\sim 10^2$	< 0.32	> 9.13	< 6861	~ -0.86
03.0578	0.09 ± 0.08	-0.69 ± 0.16	-0.37 ± 0.07	0.68 ± 0.22	0.87 ± 0.27	$\sim 9 \times 10^2$	0.81 ± 0.13	8.61 ± 0.23	10074 ± 1343	-1.12 ± 0.18
03.0641	-0.42 ± 0.08	-0.47 ± 0.04	< -0.54	0.17 ± 0.24	0.84 ± 0.53	$\sim 10^3$	0.30 ± 0.16	9.13 ± 0.09	6798 ± 571	-0.82 ± 0.19
03.0711	-0.37 ± 0.04	-0.37 ± 0.05	-0.39 ± 0.06	-0.24 ± 0.37	1.81 ± 0.54	$< 10^1$	0.06 ± 0.20	9.24 ± 0.07	6173 ± 375	-0.47 ± 0.38
03.1014	-0.7 ± 0.10	-0.53 ± 0.07	-0.49 ± 0.09	0.40 ± 0.48	1.81 ± 0.70	$< 10^1$	0.44 ± 0.23	9.05 ± 0.17	7384 ± 1135	-1.02 ± 0.58
22.0717	< -0.75	-0.33 ± 0.06	0.07 ± 0.05	-0.08 ± 0.49	—	—	< 0.03	> 9.25	< 6111	~ -0.57
03.0003	0.60 ± 0.08	< -0.66	-0.47 ± 0.05	0.01 ± 0.34	—	—	0.80 ± 0.12	8.63 ± 0.21	< 9965	< -0.63
03.0149	0.04 ± 0.03	-0.69 ± 0.06	-0.42 ± 0.07	0.25 ± 0.46	1.51 ± 0.50	$< 10^1$	0.51 ± 0.26	8.99 ± 0.22	7756 ± 1465	-0.97 ± 0.56
03.0160	0.04 ± 0.05	-0.30 ± 0.05	-0.25 ± 0.04	0.49 ± 0.31	—	—	0.66 ± 0.22	8.83 ± 0.28	8752 ± 1720	-0.86 ± 0.01
03.1299	-0.11 ± 0.05	-0.57 ± 0.04	-0.57 ± 0.05	0.46 ± 0.31	—	—	0.60 ± 0.24	8.91 ± 0.25	8273 ± 1621	-1.02 ± 0.01
03.1311	-0.04 ± 0.04	-0.64 ± 0.02	-0.35 ± 0.05	0.50 ± 0.30	1.58 ± 0.20	$< 10^1$	0.64 ± 0.23	8.86 ± 0.27	8612 ± 1707	-1.10 ± 0.02
14.1103	0.81 ± 0.00	9998	9998	< -1.24	—	—	0.94 ± 0.00	< 7.63	< 11583	—
14.1117	0.26 ± 0.04	-0.77 ± 0.09	-0.63 ± 0.04	0.54 ± 0.31	—	—	0.77 ± 0.19	8.68 ± 0.30	9664 ± 1782	-1.17 ± 0.03
22.0474	0.50 ± 0.02	-0.61 ± 0.07	-0.62 ± 0.05	0.22 ± 0.08	1.19 ± 0.23	$\sim 3 \times 10^2$	0.77 ± 0.03	8.68 ± 0.05	9679 ± 285	-0.72 ± 0.06
22.1084	-0.31 ± 0.06	-0.72 ± 0.07	-0.67 ± 0.06	0.41 ± 0.32	—	—	0.51 ± 0.26	8.99 ± 0.23	7727 ± 1507	-1.18 ± 0.01

Notes: $\log \frac{[O II]}{H\beta} = \log \frac{[O II]_{\lambda 3727}}{H\beta}$, $\log \frac{[N II]}{H\alpha} = \log \frac{[N II]_{\lambda 6583}}{H\alpha}$, $\log \frac{[S II]}{H\alpha} = \log \frac{[S II]_{\lambda 6716/6731}}{H\alpha}$, $[S II]_1 = [S II]_{\lambda 6716}$, $[S II]_2 = [S II]_{\lambda 6731}$.

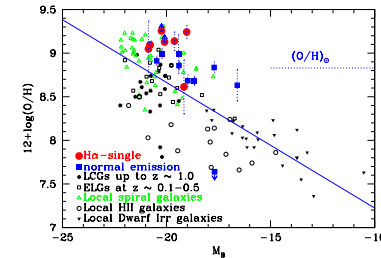


Fig. 9. Oxygen abundances vs. absolute blue magnitudes for the “CFRS H α -single” galaxies (filled circles) and the “CFRS normal emission line” galaxies (filled squares), associated with the Luminous Compact Galaxies (LCGs) up to $z \sim 1.0$ (asterisks, from Gruel 2002 and Hammer et al. 2001), the Emission Line Galaxies (ELGs) at $z \sim 0.1 \sim 0.5$ (open squares, from Kobulnicky & Zaritsky 1999, KZ99), the Local Spiral Galaxies (open triangles, from ZKH), the Local H II Galaxies (open circles, from Telles & Terlevich 1997) and the Local Dwarf Irregular Galaxies (upside-down filled triangles, from Richer & McCall 1995). All of them have been done using a spectral resolution comparable to ours. The solid line is a linear least-squares fit to local irregular and spiral galaxies (from KZ99). Solar oxygen abundance is shown by the dotted line.

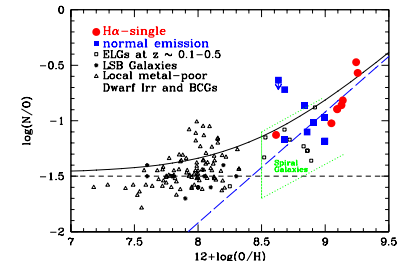


Fig. 10. N/O vs. O/H relations for the “CFRS H α -single” galaxies (filled circles) and the “CFRS normal emission line” galaxies (filled squares), associated with the ELGs at $z \sim 0.1 \sim 0.5$ (open squares, from KZ99), the Low Surface Brightness (LSB) Galaxies (asterisks, from van Zee et al. 1997), the Local metal-poor Dwarf Irregular and Blue Compact Galaxies (BCGs) (open triangles, from Kobulnicky & Skillman 1996 and Izotov & Thuan 1999). All of them have been done using a spectral resolution comparable to ours. The dotted box for spiral galaxies is taken from KZ99. The horizontal dot-dashed line refers to the primary origin of nitrogen, the sloping dashed line refers to the secondary origin, and the solid line is the combined contribution of a (delayed) primary and a secondary component of nitrogen (taken from Vila-Costas & Edmunds 1993).

Table 5. Some derived characteristic parameters of the “CFRS H α -single” (the top seven) and the “CFRS normal emission line” (the bottom nine) galaxies; the left part displays the results derived from the higher resolution spectra from the VLT or the CFHT, and the right part displays the results from low resolution CFRS spectra. The subsequent columns in the right part of the table show the measured fluxes of (H α + [N II]) emission line, the rest-frame EW values of (H α + [N II]) emission line (in units of Å), the N_2 parameter, the measured fluxes of H β , the aperture correction factor, the SFR s with the average extinction $A_V = 1$ (SFR_1), the estimated A_V from the CFRS spectra (quoted as A_{VC}) and the derived SFR s by using A_{VC} (SFR_C). All fluxes of the lines are given in units of (10^{-17} ergs cm $^{-2}$ s $^{-1}$). All SFR s are in units of (M_\odot yr $^{-1}$).

Moderate resolution					Very low resolution								
VLT or CFHT					CFRS								
CFRS	Flux _c	Aper	$L(H\alpha)$	SFR	Flux	REW	N_2	Flux	Aper:	SFR_1	A_{VC}	SFR_C	
(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	(6)	(7)	(8)	(9)	(10)	(11)	(12)	(13)	
03.0364	608.9 ± 100.8	2.14	$10^{42.26}$	31.22 ± 5.17	94.8	44.5	0.42	0.0	2.14	7.52	–	–	
03.0365	491.3 ± 102.3	1.92	$10^{42.04}$	16.84 ± 3.50	121.8	52.6	0.36	0.0	1.49	5.22	–	–	
03.0578	50.1 ± 20.2	3.39	$10^{41.11}$	3.48 ± 1.23	18.9	46.8	0.42	0.0	2.03	1.05	–	–	
03.0641	27.7 ± 8.0	1.51	$10^{40.96}$	1.08 ± 0.31	25.5	20.5	0.45	0.0	1.50	1.50	–	–	
03.0711	15.2 ± 1.82	1.37	$10^{40.70}$	0.54 ± 0.06	14.4	32.9	0.45	0.0	1.28	0.73	–	–	
03.1014	299.6 ± 97.7	4.58	$10^{41.73}$	19.60 ± 6.40	103.8	24.7	0.45	0.0	1.89	4.24	–	–	
22.0717	271.2 ± 85.2	1.15	$10^{42.01}$	9.31 ± 2.93	19.5	10.8	0.54	–	1.41	1.17	–	–	
03.0003	21.0 ± 4.5	3.38	$10^{40.68}$	1.27 ± 0.27	8.2	95.0	0.21	1.7	1.22	0.34	0.90	0.21	
03.0160	12.9 ± 3.3	0.77	$10^{40.47}$	0.18 ± 0.05	16.9	38.9	0.45	1.2	0.77	0.35	3.13	1.99	
03.0149	27.7 ± 4.1	2.87	$10^{40.92}$	1.90 ± 0.28	17.8	51.0	0.36	3.2	2.56	1.76	0.91	1.67	
03.1299	1442.1 ± 281.0	2.28	$10^{42.31}$	37.18 ± 7.24	224.0	77.0	0.36	16.1	2.28	9.33	3.25	58.2	
03.1311	531.2 ± 88.0	1.77	$10^{41.88}$	10.68 ± 1.77	69.5	41.6	0.45	2.7	1.77	2.12	4.66	41.0	
14.1103	133.9 ± 3.0	2.08	$10^{41.44}$	4.50 ± 0.10	97.7	2434.0	0.15	39.0	2.08	–	0.00	2.86	
14.1117	16.0 ± 2.8	4.73	$10^{40.44}$	1.03 ± 0.18	19.6	69.0	0.36	4.7	4.73	2.04	0.18	1.07	
22.0474	102.7 ± 10.9	1.10	$10^{41.59}$	3.40 ± 0.36	53.5	312.0	0.15	10.4	1.54	4.77	1.14	5.40	
22.1084	89.8 ± 20.8	1.73	$10^{41.57}$	5.15 ± 1.32	31.5	37.7	0.45	2.3	1.73	2.74	3.05	14.5	

6.2. Comparing the SFRs with those from low-resolution CFRS spectra

To understand more the effect of spectral resolution on the derived SFRs, we also estimated the SFRs of these galaxies from their low-resolution CFRS spectra. For the latter estimates, we have followed the method suggested by TM98 and used the extinction law from Osterbrock (1989), then the dereddened and aperture corrected H α fluxes are estimated by:

$$f(H\alpha) = \frac{f(H\alpha + [N II])}{1 + N_2} 10^{c(1.13-0.37)} 10^{0.4a}, \quad (4)$$

where $c = A_V \times 1.47/3.2$ (see Sect. 4). For the seven “CFRS H α -single” galaxies, extinction cannot be estimated from the Balmer decrement due to the absence of H β emission; we use the average $A_V = 1$, corresponding to $c = 0.45$, following TM98. N_2 reflects [N II] $\lambda 6583$ emission mixed with H α in the CFRS spectra. We obtained N_2 values from Fig. 3b of TM98 by considering the rest-frame $EW(H\alpha + [N II])$.

a refers to the aperture correction factor by comparing the photometric and spectral magnitudes in V_{AB} band. Corresponding values are given in the right part of Table 5 (Cols. (6)–(13)).

Figure 11 shows how misleading the SFR estimates are based on low resolution spectra by comparing the corresponding SFR_{CFRS} with the $SFR_{VLT/CFHT}$ from the moderate resolution spectra. Thus, it may be that TM98 systematically underestimated the SFRs of the “CFRS H α -single” galaxies simply because they underestimated the actual extinction coefficients of these galaxies. Conversely, the SFRs of “CFRS normal emission line” galaxies are often overestimated since the underlying absorption beneath H β could not be properly accounted for in low resolution spectroscopy and leads to a severe overestimation of the extinction coefficient properties. This effect probably generates the derived A_V values exceeding 3 or 4 (see Table 5, also Tresse et al. 1996). SFRs of individual galaxies can be only recovered by a proper analysis of the higher quality spectra ($SFR_{VLT/CFHT}$) at moderate spectral resolution.

Table 6. The comparison of the total SFRs (in units of M_\odot yr $^{-1}$) for the CFRS low- z sample. The adopted interstellar extinction law assumes $f(H\alpha) - f(H\beta) = -0.323$ and the total galaxies are 110 here by following TM98.

	Total $SFR_{VLT/CFHT}$	Total SFR_{CFRS}
57 “CFRS H α -single” galaxies	696.5	160.3
53 “CFRS normal” galaxies	389.7	780.2
Total 110	1086.2	940.5

Table 7. The comparison of the SFRs (in units of M_\odot yr $^{-1}$) of the 16 CFRS low- z galaxies from different extinctions.

	Total $SFR_{VLT/CFHT}$ with well determined A_V	Total $SFR_{VLT/CFHT}$ assuming $A_{H\alpha} = 1$
Seven “CFRS H α -single” galaxies	82.1	31.4
Nine “CFRS normal” galaxies	65.3	43.4
Total 16	147.4	74.8

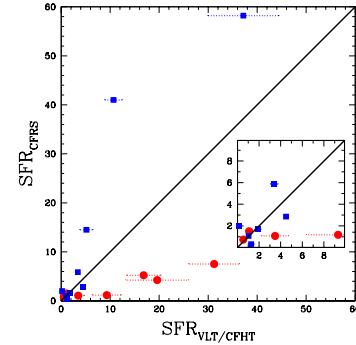


Fig. 11. Comparison between the SFRs of the sample galaxies obtained from the low-resolution CFRS spectra (SFR_{CFRS}) and the higher quality spectra ($SFR_{VLT/CFHT}$) studied in this work. The small figure in this figure shows the detail around the origin. For SFR_{CFRS} , SFR_1 were used for the seven “CFRS H α -single” galaxies, and SFR_C were used for the nine “CFRS normal emission line” galaxies (see Table 5). Symbols as in Fig. 1.

6.3. Estimates of Cosmic Star Formation Density (CSFD)

From the above, some qualitative arguments can be used to test the validity of previous works based on low resolution spectroscopy or narrow band filter imagery. Although the latter cannot provide quantitative SFR measurements of individual galaxies, the SFR overestimates and underestimates are almost balanced in the TM98 study (Fig. 11). Table 6 reports the total SFR budget assuming that the seven “CFRS H α -single” galaxies and the nine “CFRS normal emission line” galaxies are representative of the whole CFRS sample at low redshift. The

difference between the two estimates is only 13% which is far below the error bars in TM98. Table 5 shows the extinction coefficients of “CFRS normal emission line” galaxies could be much overestimated from the very low resolution spectroscopy. If unrealistic values of A_V (≥ 3.5) are taken to calculate the SFRs of these galaxies, hence the SF density, this could lead to severe overestimations. Recall that for the luminous infrared galaxies, Flores et al. (2004a) never find A_V values larger than 3.5. And the average color excesses, $E(B-V)$, of luminous infrared galaxies (LIGs) studied by Veilleux et al. (1995) are only 0.72, 0.99 and 1.14 in Seyfert 2, H II LIGs and LINERS, respectively.

Fujita et al. (2003) have corrected their H α luminosities from narrow band filter imagery using $A_{H\alpha} = 1$ which roughly corresponds to $A_V \sim 1.25$. This value is in agreement with our median value for the 16 galaxies studied here. However this correction is related to the power law of the extinction coefficient, leading to important effects related to the large extinction coefficients. Table 7 compares the effect of applying the Fujita et al. (2003) correction to the 16 galaxies studied here. The result is that Fujita et al. (2003) might have underestimated their SF density by a factor close to 2.

It is out of the scope of this paper to provide a quantitative estimate of the CSFD, because of the small number of objects studied. Indeed, the study here would not help in reconciling the different estimates at low redshift. It however strongly calls for a systematic survey at moderate resolution of a complete sample of galaxies detected from deep narrow band imagery, to correct the H α luminosities by properly estimating the extinction coefficients.

7. Discussion and conclusion

Using moderately high resolution ($R > 600$) and high S/N spectra obtained from the VLT and the CFHT, we have studied the properties of a sample of 16 CFRS low redshift galaxies. This sample could be split into seven “CFRS H α -single” emission galaxies, and nine “CFRS normal emission line” galaxies, from their spectral properties at the CFRS very low spectral

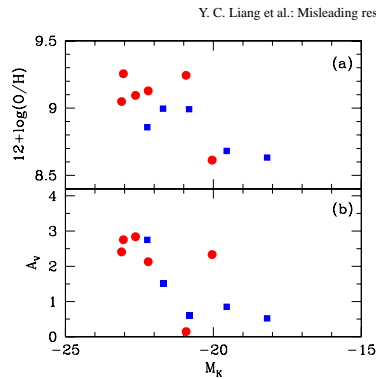


Fig. 12. Oxygen abundances (*top*) and extinction coefficients (*bottom*) against absolute K band magnitudes for the sample galaxies. Both relations show the trends that the higher abundances and extinctions are in the more massive stellar systems. Symbols as in Fig. 1.

resolution. Selected from the CFRS sample, these can be taken as representative of the $H\alpha$ -emission field galaxy population at $z \leq 0.3$.

Using the Balmer decrement method ($H\alpha$ to $H\beta$), we have been able to calculate their interstellar extinction values by properly accounting for the underlying stellar absorption.

Two diagnostic diagrams ($\log([O III] \lambda 5007/H\beta)$ vs. $\log([N II] \lambda 6583/H\alpha)$ and $\log([O III] \lambda 5007/H\beta)$ vs. $\log([S II] \lambda 6716 + \lambda 6731/H\alpha)$) have been obtained to derive a firm conclusion about the nature of the emission line activity, especially because $[N II]$ emission lines are divided from $H\alpha$ emission in these higher resolution spectra. Derivation of extinction properties have allowed us to accurately estimate the oxygen and nitrogen abundances, as well as to calculate their SFRs using the extinction-corrected $H\alpha$ luminosities.

We find that the spectral properties of galaxies at very low spectral resolution can be well understood by the properties of their interstellar media. “CFRS $H\alpha$ -single emission” galaxies shows systematically larger extinction coefficients, and higher oxygen and nitrogen abundances than the rest of the sample. These properties suffice to explain why $H\beta$ and $[O III] \lambda 5007$ emissions are undetected by low resolution spectroscopy. They can be considered to be mature and massive spirals that lie at low redshifts as can be derived from their K absolute magnitudes (Fig. 12).

SFRs of these low redshift galaxies range from $0.5 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (Milky Way value) to $40 M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ (strong starburst). We also find that the SFRs of individual galaxies cannot be properly derived using low resolution spectroscopy. Indeed, extinction corrections are often large and require a proper account of the underlying stellar absorption to the Balmer lines, which is simply impossible at spectral resolution lower than 600. Previous studies of SF density at low redshifts have assumed average

properties for underlying absorption or even for extinction of Balmer line fluxes derived from low resolution spectroscopy. Indeed, the $H\beta$ line is affected by underlying absorption and extinction in such a complex way that only moderate resolution observations can estimate properly the $H\alpha/H\beta$ ratio. Hence, the previous studies may have systematically underestimated the contribution of “CFRS $H\alpha$ -single” emission galaxies (the mature and massive systems) and overestimated the contribution of other normal emission line galaxies.

From the data shown here, one can only speculate about the consequences at higher redshifts. Deep surveys preferentially select luminous galaxies in their highest redshift bins, which generally show relatively large extinction coefficients (see Fig. 12). This effect may explain most of the $\sim 60\%$ gap between the SF density derived by Tresse et al. (2002) (from $H\alpha$ luminosity, assuming $A_V = 1$) and that of Flores et al. (1999) (from a combination of IR and UV measurements). Indeed, in a forthcoming paper, Flores et al. (2004b, in preparation) find that one third of the Tresse et al. sample are luminous infrared galaxies, for which A_V should reach values much larger than 1.

The present study gives a warning for studies based on low resolution spectroscopy aimed at measuring individual galaxy properties (gas chemical abundances, interstellar extinction, stellar population, ages as well as star formation rates and history), particularly for the metal rich and dusty spiral galaxies. Because this affects a large fraction of the galaxies, deriving cosmological star formation density from low resolution spectroscopic surveys could lead to severe biases.

Acknowledgements. We thank the referee for the valuable suggestions which lead us to improve the study. We thank Dr. Rafael Guzmán, Dominique Proust and Jing-Yao Hu for the useful discussions and help. We also thank Dr. Claude Carignan and Mark Neeser for the valuable suggestions and the help to improve the English.

References

- Crampton, D., Le Fèvre, O., Lilly, S. J., & Hammer, F. 1995, *ApJ*, 455, 96 (CFRS V)
- Flores, H., Hammer, F., Thuan, T. X., et al. 1999, *ApJ*, 517, 148
- Flores, H., Hammer, F., Elbaz, D., et al. 2004a, *A&A*, 415, 885
- Flores, H., Hammer, F., et al. 2004b, in preparation
- Fujita, S. S., Ajiki, M., Shioya, Y., et al. 2003, *ApJ*, 586, L115
- Giovannelli, R., Haynes, M. P., Salzer, J. J., et al. 1995, *AJ*, 110, 1059
- Grevesse, N., & Sauval, A. J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
- Gruel, N., Ph.D. Thesis (<http://girafdb.obspm.fr/~lirgiso>)
- Gruel, N., Hammer, F., Flores, H., et al. 2003, in preparation
- Hammer, F., Crampton, D., Le Fèvre, O., et al. 1995, *ApJ*, 455, 88 (CFRS IV)
- Hammer, F., & Flores, H., Proc. of the meeting held in Lyon, France, May 28-June 1st, 2001, ed. F. Combes, D. Barret, & F. Thévenin (EDP Sciences, Conference Series), 251, in press
- Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., et al. 2001, *ApJ*, 550, 570
- Hammer, F., Le Fèvre, O., Lilly, S. J., et al. 1997, *ApJ*, 481, 49 (CFRS XIV)
- Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 1999, *ApJ*, 511, 639
- Jacoby, G. H., Hunter, D. A., & Christian, C. A. 1984, *ApJS*, 56, 257
- Kennicutt, R. C., Jr. 1998, *ARA&A*, 36, 189

918

Y. C. Liang et al.: Misleading results from low-resolution spectroscopy

- Kennicutt, R. C., Jr., Tamblyn, P., & Congdon, C. W. 1994, *ApJ*, 435, 22
- Kent, S. M. 1985, *ApJS*, 59, 115
- Kobulnicky, H. A., Kennicutt, R. C., Jr., & Pizagno, J. L. 1999, *ApJ*, 514, 544
- Kobulnicky, H. A., & Skillman, E. D. 1996, *ApJ*, 471, 211
- Kobulnicky, H. A., & Zaritsky, D. 1999, *ApJ*, 511, 118 (KZ99)
- Le Fèvre, O., Crampton, D., Lilly, S. J., et al. 1995, *ApJ*, 455, 60 (CFRS II)
- Lilly, S. J., Le Fèvre, O., Crampton, D., et al. 1995a, *ApJ*, 455, 50 (CFRS I)
- Lilly, S. J., Hammer, H., Le Fèvre, O., et al. 1995b, *ApJ*, 455, 75 (CFRS III)
- Lilly, S. J., Schade, D., Le Fèvre, O., et al. 1998, *ApJ*, 500, 75
- Madau, P., Pozzetti, L., & Dickinson, M. 1998, *ApJ*, 498, 106
- McCall, M. L., Rybski, P. M., & Shields, G. A. 1985, *ApJS*, 57, 1
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (Mill Valley, California: University Science Books)
- Pascual, S., Gallego, J., Aragon-Salamanca, A., et al. 2001, *A&A*, 379, 798
- Richer, M. G., & McCall, M. L. 1995, *ApJ*, 445, 642
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Seaton, M. J. 1979, *MNRAS*, 187, 73
- Simard, L., Willmer, C. N. A., Vogt, N. P., et al. 2002, *ApJS*, 142, 1
- Telles, E., & Terlevich, R. 1997, *MNRAS*, 286, 183
- Thurston, T. R., Edmunds, M. G., & Henry, R. B. C. 1996, *MNRAS*, 283, 990
- Tresse, L., Hammer, F., Le Fèvre, O., et al. 1993, *A&A*, 277, 53
- Tresse, L., & Maddox, S. J. 1998, *ApJ*, 495, 691 (TM98)
- Tresse, L., Maddox, S. J., Le Fèvre, O., & Cuby, J.-G. 2002, *MNRAS*, 337, 369
- Tresse, L., Rola, C., Hammer, F., et al. 1996, *MNRAS*, 281, 847 (CFRS XII)
- van Zee, L., Haynes, M. P., & Salzer, J. J. 1997, *AJ*, 114, 2479
- van Zee, L., Salzer, J. J., Haynes, M. P., et al. 1998, *AJ*, 116, 2805
- Vila-Costas, M. B., & Edmunds, M. G. 1993, *MNRAS*, 265, 119
- Veilleux, S., Kim, D.-C., Sanders, D. B., et al. 1995, *ApJS*, 98, 171
- Veilleux, S., & Osterbrock, D. E. 1987, *ApJS*, 63, 195
- Zaritsky, D., Kennicutt, R. C., & Huchra, J. P. 1994, *ApJ*, 420, 87 (ZKH)

Zheng, Hammer, Flores, Assémat, et Pelat (2004)

HST/WFPC2 morphologies and color maps of distant luminous infrared galaxies. Article paru dans **Astronomy and Astrophysics**, volume 421, pages 847-862, juillet 2004.

HST/WFPC2 morphologies and color maps of distant luminous infrared galaxies*

X. Z. Zheng¹, F. Hammer¹, H. Flores¹, F. Assémat¹, and D. Pelat²

¹ GEPI, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

² LUTH, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon, France

Received 2 December 2003 / Accepted 17 March 2004

Abstract. Using HST/WFPC2 imaging in *F606W* (or *F450W*) and *F814W* filters, we obtained the color maps in observed frame for 36 distant ($0.4 < z < 1.2$) luminous infrared galaxies (LIRGs, $L_{\text{IR}}(8\text{--}1000\ \mu\text{m}) \geq 10^{11}\ L_{\odot}$), with average star formation rates of $\sim 100\ M_{\odot}\ \text{yr}^{-1}$. Stars and compact sources are taken as references to align images after correction of geometric distortion. This leads to an alignment accuracy of 0.15 pixel, which is a prerequisite for studying the detailed color properties of galaxies with complex morphologies. A new method is developed to quantify the reliability of each pixel in the color map without any bias against very red or blue color regions.

Based on analyses of two-dimensional structure and spatially resolved color distribution, we carried out morphological classification for LIRGs. About 36% of the LIRGs were classified as disk galaxies and 22% as irregulars. Only 6 (17%) systems are obvious ongoing major mergers. An upper limit of 58% was found for the fraction of mergers in LIRGs with all the possible merging/interacting systems included. Strikingly, the fraction of compact sources is as high as 25%, similar to that found in optically selected samples. From their *K* band luminosities, LIRGs are relatively massive systems, with an average stellar mass of about $1.1 \times 10^{11}\ M_{\odot}$. They are related to the formation of massive and large disks, from their morphologies and also from the fact that they represent a significant fraction of distant disks selected by their sizes. If sustained at such large rates, their star formation can double their stellar masses in less than 1 Gyr. The compact LIRGs show blue cores, which could be associated with the formation of the central region of these galaxies. We find that all LIRGs are distributed along a sequence which relate their central color to their concentration index. This sequence links compact objects with blue central color to extended ones with relatively red central color, which are closer to the local disks. We suggest that there are many massive disks which have been forming a large fraction of their stellar mass since $z = 1$. For most of them, their central parts (bulge?) were formed prior to the formation of their disks.

Key words. galaxies: formation – galaxies: evolution – infrared: galaxies

1. Introduction

The evolution of the cosmic star formation density (CSFD) shows the history of the stellar mass assembly averaged over all galaxies. A sharp decline of the CSFD since $z \sim 1$ has been found, whereas large uncertainties still remain at higher redshifts, particularly due to the uncertainties and biases regarding dust extinction (e.g. Madau et al. 1996; Hammer et al. 1997). Investigations of global stellar mass density as a function of redshift indicate that more than one quarter, probably up to half of the present day stars were formed since $z \sim 1$ (Dickinson et al. 2003, and references therein). This is in agreement with an integration of the CSFD if the latter accounts for all the light re-radiated at IR wavelengths (Flores et al. 1999). Hence the star-forming activities since $z \sim 1$ still play an important role in

the formation of the galaxy Hubble sequence seen in the local universe.

Hubble Space Telescope (HST) observations show that the merger rate increases significantly at $z \sim 1$, compared with that in the local universe (Le Fèvre et al. 2000; Conselice et al. 2003). Such events were claimed to be related to dwarf galaxies while massive systems formed before redshift 1 (Brinchmann & Ellis 2000; Lilly et al. 1998; Schade et al. 1999). However, with *Infrared Space Observatory* (ISO) mid-infrared imaging, Flores et al. (1999) inferred that a substantial fraction of star formation since $z \sim 1$ is associated with the LIRGs. These objects are luminous star-forming galaxies at intermediate redshifts ($z \sim 0.5$ to 1), different from the faint blue galaxy population (Genzel & Cesarsky 2000; Franceschini et al. 2003). It is widely accepted that merger/interaction is very efficient in pushing gas into the nuclear region and triggering violent star formation. Therefore LIRGs are suspected to be merging systems and the evolution of these galaxies is linked to the decline of the merger rate (Elbaz et al. 2002). Although HST imaging

showed that most of the LIRGs are luminous disk/interacting galaxies (Flores et al. 1999), systematic investigation of their properties is still required to understand their formation and evolution, as well as to link them to counterparts in the local universe.

Morphological classification is essential to reveal the nature of distant LIRGs. However, at high redshifts, it becomes difficult to classify galaxy morphology securely because the images of the high- z galaxies suffer from reduced resolution, band-shifting and cosmological surface brightness dimming effects, compared with the local objects. With the HST *Wide Field Planet Camera 2* (WFPC2), high resolution imaging in two or more bands with spatially resolved color distribution can be used to investigate the distribution of the stellar population, which is complementary to addressing the appearance in a single band. Furthermore, the star-forming regions and dusty regions can stand out in the color map. This is very important to the study of LIRGs, in which these regions are expected to be numerous.

The Canada-France Redshift Survey (CFRS) fields are among the most studied fields at various wavelengths. Two CFRS fields 0300+00 and 1415+52 had been observed deeply by ISOCAM at $15\ \mu\text{m}$ (Flores et al. 1999, 2004) and by HST (Brinchmann et al. 1998). To perform detailed analyses of morphology, photometry and color distribution for distant LIRGs, additional HST images through blue and red filters have been taken to complement the color information of the two CFRS fields (PI: Hammer, Prop. 9149). In this work, we present the preliminary results of the color distribution of distant LIRGs. We correct additional effects in HST images and recenter them accurately, which allows us to access the color maps of complex galaxies. We also implement a method to quantify the signal-to-noise (S/N) ratio of the color image to give a reasonable cut for the target area in color maps.

This paper is organized as follows. Section 2 describes the HST imaging observations and the archive data we adopt. In Sect. 3, we describe the various effects which have to be corrected in aligning images in different WFPC2 filters. In Sect. 4, we describe the method we use to generate the color maps. In Sect. 5, we summarize the morphological properties of the distant LIRGs. The results we obtained of the LIRGs are discussed in Sect. 6. Brief conclusions are given in Sect. 7. Throughout this paper we adopt $H_0 = 70\ \text{km s}^{-1}\ \text{Mpc}^{-1}$, $\Omega_M = 0.3$ and $\Omega_{\Lambda} = 0.7$. Unless specified, we exclude the PC chip and the unit of pixel refers to that in WF chips. The bands B_{450} , V_{606} and I_{814} refer to HST filters *F450W*, *F606W* and *F814W*, respectively. The Vega system is adopted for our photometry.

2. Observations

Ground-based spectroscopic redshift identification in the CFRS was carried out with CFHT telescope for objects brighter than $22.5\ \text{mag}\ (I_{\text{AB}})$ in five $10' \times 10'$ fields (see Crampton et al. 1995 for details). With improved data reduction, Flores et al. (2004) present the updated catalogs of the deep ISOCAM observations at $15\ \mu\text{m}$ for the two CFRS fields 0300+00 and 1415+52 (see also Flores et al. 1999).

Using high resolution HST/WFPC2 imaging, the distant galaxies up to $z \sim 1$ can be spatially resolved. Three HST fields were observed in the *F606W* and *F814W* filters in the two CFRS fields with ISOCAM observations (in Cycle 10, PI: Hammer, Prop. 9149), and two fields in the *F606W* filter were observed to complement the observations in *F814W* during Cycle 8 (PI: Lilly, Prop. 8162). The *F606W* and *F814W* filters correspond to rest-frame *U* (3634 Å) and *V* (4856 Å) at a redshift 0.65. Those fields were chosen to maximize the number of LIRGs contained in each field. We also collected the HST imaging data with two band observations in the CFRS fields. A detailed description of the previous CFRS field HST imaging survey was presented in Brinchmann et al. (1998). The CFRS 1415+52 field partially overlaps the Groth Strip Survey (GSS, Groth et al. 1994). We included the GSS imaging data in our analysis.

Table 1 summarizes the HST imaging data used in this analysis. The total exposure time is usually more than 6000 s, in which the surface brightness corresponding to 1σ above the background is $\sim 25.5\ \text{mag arcsec}^{-2}$. Note that the GSS is relatively shallow except for one very deep field. Here we list the seven of 28 GSS fields covering the CFRS 1415+52 field. The 28 GSS fields are composed of 27 fields observed in Prop. 5090 (PI: Groth) and one very deep field in Prop. 5109 (PI: West Phal). Simard et al. (2002) carried out a detailed morphological analysis on the GSS observations. They also provided the physical scale and absolute magnitude for objects with spectroscopic redshift identification using the Keck telescope. We quoted these results directly and further details can be found in their paper. The observation was divided into N exposures (Cols. 4 and 8 in Table 1) aimed at removing cosmic-rays and correcting the bad/hot pixels.

3. Image alignment

Studies have been reported investigating color maps for spheroidal galaxies at intermediate redshifts (e.g. Abraham et al. 1999; Ellis et al. 2001). In generating the color map, a difficulty is to align two images accurately so as to keep each pixel of the same object at the same position in two images. For the spheroidal galaxies, generally the brightness peaks at the galaxy center in different bands. It would be technically easy to correct relative shifts between two images if the galaxy center is used as a reference. For the galaxies with complex morphologies, however, caution should be applied in determining the relative shifts because their irregular morphologies as well as contamination from star-forming regions could easily effect efforts to find a reliable reference point (e.g. the galaxy center in spheroidal galaxies). Such a difficulty becomes more serious for galaxies at intermediate redshifts when band-shifting effects become significant. The uncertainty in aligning two images is required to be much smaller than one pixel in addressing color distribution pixel-by-pixel. We model the color map $V_{606} - I_{814}$ to imitate the effect of the alignment offset on the color map. We use the modeled HST/WFPC2 images of an elliptical galaxy at redshift 0.299 with a de Vaucouleurs bulge+exponential disk structure ($B/T = 0.84$) given by GIM2D (Simard et al. 2002), to avoid

Send offprint requests to: X. Z. Zheng,
 e-mail: Xianzhong_Zheng@obspm.fr

* Tables 1–3 and Appendix are only available in electronic form at <http://www.edpsciences.org>

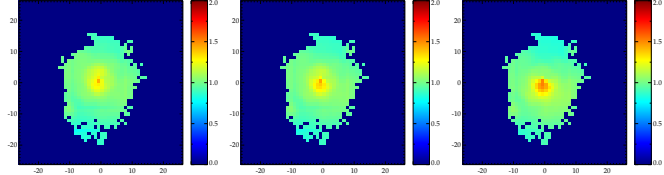


Fig. 1. Imitated HST/WFPC2 $V_{606} - I_{814}$ color maps for an elliptical galaxy at redshift 0.299 when the offsets between blue and red images are 0.0 pixel (left panel), 0.15 pixel (middle panel) and 0.30 pixel (right panel). The color maps are 50×50 pixel. (See the electronic edition for a color version of this figure.)

contamination by the intrinsic color fluctuation. Figure 1 illustrates that an offset as small as ~ 0.3 pixel will cause false structure “half-blue and half-red” in the color map (right panel), compared with the color map with zero offset (left panel). Such an effect becomes marginal when the offset decreases to 0.15 pixel (middle panel), which is the typical uncertainty in our image alignment. Instead of operating on individual objects, we dealt with the whole images in data processing. Our method of data reduction to align images is summarized below.

The raw HST images were processed using the standard STScI pipeline. For HST/WFPC2 observations in integer-pixel dither mode with telescope relative offsets larger than a few pixels, camera geometric distortion will cause an additional shift (increasing toward the CCD corners, see HST/WFPC2 handbook for more details). We correct the geometric distortion for each individual exposure in a data set before combining them. Table 1 tabulates the dither offsets, usually twenty pixels (in which an additional shift of about half a pixel due to the geometric distortion is present at the WF chip corners) except for those in Proposal 5449 and GSS, in which consecutive exposures were taken at the same position and the distortion correction was not applied. The shifts between the exposures were obtained using two approaches, cross-correlation and point source reference. The cross correlation technique is to shift and/or rotate one image relative to the other to maximize the cross-correlation between the two images, i.e. the best match. In the later approach, the shifts are derived from a comparison of the locations of a number of point and point-like sources in individual exposures. In our work, the point and point-like sources refer to the objects satisfying Full Width at Half Magnitude (FWHM) < 2.5 pixels, $17 < m_{814} < 22$, $17 < m_{450} < 23$ and $17 < m_{606} < 23$. These criteria exclude the extended objects and those saturated or faint. For each WFPC2 field, at least three reference sources are used to derive the relative shifts between the different exposures. Both approaches use real images/objects to derive the shifts and hence are free from guide star acquisition uncertainties. In general, the derived shifts are remarkably consistent with each other within 0.08 pixel and even better for crowded fields. For sparse fields and some fields with large dither offsets, the cross-correlation is not the best approach and measurement using the point source reference will be adopted. The cross-correlation is also not suitable to find the rotation angle

and the shifts between images in different bands. The morphologies and brightness of the astronomical sources may differ in one wavelength window from those in another. The cross-correlation would be biased by sources with a real center offset between different bands, which is often seen in spiral and irregular galaxies. Geometric distortion correction, cosmic-ray removal and image combination are accomplished using the STSDAS/DITHER package (version 2.0, Koekemoer et al. 1995).

In some of the fields, blue images and red images were taken in different cycles, i.e. the HST telescope pointings in two bands were not the same, which results in different relative rotations and shifts between them. We have used point-like sources as references to determine the rotations and the shifts. In practice, we obtain the relative rotation angle from astrometric information recorded in the image header. The keyword ORIENTAT provides the position angle of the telescope pointing. Normally the uncertainty of the position angle determination is 0.003 degree, compared to a rotation deviation of 0.01 degree causing a 0.1 pixel offset at the corners of a WF chip. Table 2 lists the shift and the rotation angle of the blue image relative to the red one for the WF3 chip. Note that in image combination, the first image of the data set is always taken as the reference to stack images.

To show the advantages of the point source reference method, a systematic shift exists between the V_{606} image and I_{814} image in the observations of the 27 GSS fields in Prop. 5090. The observation of each field was split into 8 exposures in V_{606} and I_{814} bands alternately at the same location, i.e. no offset between consecutive exposures and 4 exposures for each filter. For the 8 exposures of each field, we derive the shifts relative to the first I_{814} exposure by comparing the positions of point and point-like sources in individual exposures. It is assumed that there is no relative shift/rotation between individual chips during each exposure. At least 3 reference sources (usually 7, or more than 10 for some fields) in three WF chips are used to give median shifts in X and Y axes. Figure 2 illustrates the distribution of the relative shifts of the remaining 7 exposures to the first one for the 27 GSS fields. It reveals the systematic offset between V_{606} and I_{814} images. The shifts for each field are tabulated in Table 2. Combining the 27 fields, we get a median shift of $\Delta x = 0.20$ pixel and $\Delta y = 0.08$ pixel.

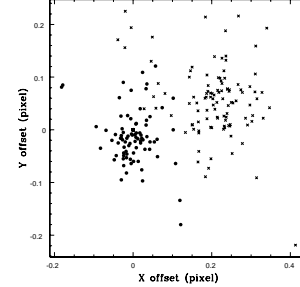


Fig. 2. Systematic offsets between V_{606} and I_{814} images in 27 GSS fields. Solid circle is I_{814} image and cross is V_{606} image.

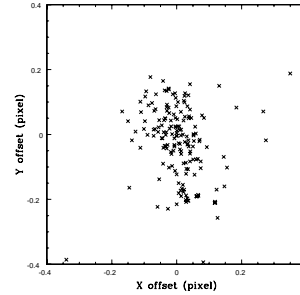


Fig. 3. Position offset for 178 point/point-like sources between two aligned images. The offsets are in the coordinates of WF3 chip. The median value in X is 0.006 pixel and the median value in Y is 0.004 pixel.

Figure 3 shows the distribution of the position offsets of 178 point/point-like sources in two aligned images for 11 CFRS fields and 28 GSS fields. The median of the X offset is 0.006 pixel with a corresponding semi-inter-quartile range (SIQR) of 0.036 pixel and the median of the Y offset is 0.004 pixel with an SIQR of 0.070 pixel. The figure shows that the systematic offsets have been corrected. The center offset, $\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$, can be used to measure the uncertainty of an alignment. For the 178 point/point-like sources, the mean value of the center offset is 0.117 pixel. This denotes that the images are well aligned and can be used for generating color maps.

Many sources do show a center offset in different band images. Figure 4 shows the center offset against the distance from the chip center for all sources (left panel) with I_{814} brighter than 22 mag, compared to the distribution for point/point-like sources (right panel). It is clear that a) the offset is free of the position-dependent effect (e.g. geometric distortion);

b) a substantial fraction of sources show a large center offset (up to a few pixels), as shown in the histogram of the center offset (middle panel). In addition, we also plot the center offset distribution for our ISOCAM-detected sample (see Sect. 5.1). On average, ISOCAM galaxies present larger offsets than other sources, which can be related to their intrinsic morphological properties. We use the software SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) to extract source catalogs, including central positions and integrated fluxes. For galaxies with complex morphologies, the central positions given in SExtractor are not always their brightness peaks. An aperture of $3''$ is adopted in our photometry. The updated Charge Transfer Efficiency (CTE) correction (Dolphin 2002) and updated photometric zeropoints are adopted in the WFPC2 photometry calibration in the Vega system (Dolphin 2000).

4. Color map

To obtain the color map image of an extended source, a key point is to quantitatively select the pixels in the color map with reliable color determination. Instead of adopting a semi-empirical noise model (Williams et al. 1996), a method is developed to obtain the signal-to-noise (S/N) ratio of the color map image pixel-by-pixel. Using this S/N ratio image, the color map area can be constrained for the extended source. Adopting an approximation that the Poisson noise distribution function in an HST image is close to a log-normal law, we can obtain that for two images with signals μ_{F_b} , μ_{F_r} and noises $\sigma_{F_b}^2$, $\sigma_{F_r}^2$, the noise of their color image satisfies

$$\sigma^2 = \log \left(\frac{\sigma_{F_b}^2}{\mu_{F_b}^2} + 1 \right) + \log \left(\frac{\sigma_{F_r}^2}{\mu_{F_r}^2} + 1 \right). \quad (1)$$

Here, the signals and the noises include the ones from both source and sky background. A detailed explanation can be found in the Appendix. The inverse of the noise is proportional to the S/N ratio. Applying this formula to blue and red images pixel-by-pixel, an S/N ratio image associated with the color image can be obtained. This S/N ratio image is indeed for the “color image” of source+sky background. In the pixels in which the source signal is weak, the noise is dominated by that from the sky background. In the S/N ratio image, the fluctuation of the background reflects the uncertainty in the color map image caused by the sky background noise. The color map pixels with an S/N ratio value much higher than the mean S/N ratio background should be much less affected by the noise from the sky background and have a reliable color determination. A criterion of 4σ above the mean background of the S/N ratio image is adopted as the detection threshold in the color map image. The color map is given in the HST Vega system and zero background is set in the area below the threshold.

The S/N ratio image can give a quantitatively measurement of the reliability of each pixel in the color map image. The S/N ratio image does not introduce any bias against very red or very blue color regions because it accounts for both the S/N of the two WFPC2 images. The S/N ratio image is shown with V_{606} and I_{814} images in three typical cases, elliptical galaxy (Fig. 5), spiral galaxy (Fig. 6) and merging system

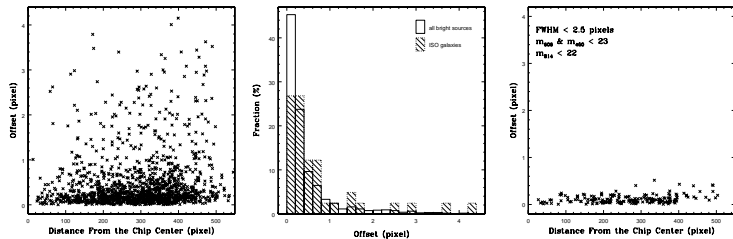


Fig. 4. *Left panel:* center offset of the bright sources ($m_{814} \leq 22$) between blue (V_{606} or B_{430}) and red (I_{814}) image as a function of their positions in WFPC2 WF chip, expressed as the distance from the chip center. *Middle panel:* histograms of the center offset for all bright sources and for our ISOCAM-detected galaxies. *Right panel:* center offset for the point/point-like sources. In this panel, the mean value of the offset is 0.117 pixel with $\sigma = 0.088$ pixel.

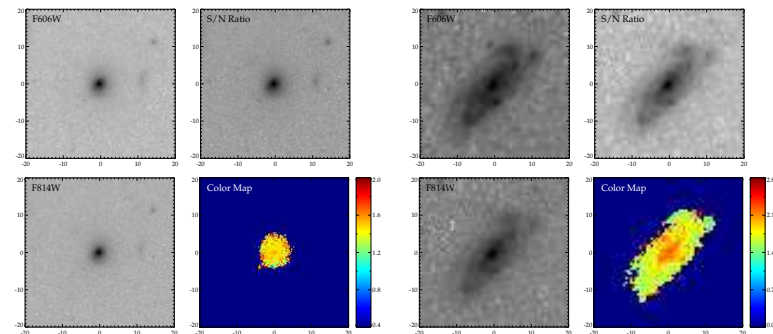


Fig. 5. V_{606} , I_{814} , the color map S/N ratio, as well as color map images of elliptical galaxy 03.0037 at redshift 0.1730. (See the electronic edition for a color version of this figure.)

(Fig. 7). The resulting color map image with the S/N ratio image is displayed. The color bar next to the color map shows the color scheme in the observed frame. The color range is adjusted for best visualization. Each image is labeled top-left corner. In Figs. 5 and 6, each image has a size of 40×40 kpc while in Fig. 7 the size is 60×60 kpc.

5. Morphologies of LIRGs

5.1. LIRG sample

The 17 HST imaging fields cover about 87 of the 200 square arcminute area of the CFRS fields 0300+00 and 1415+52. We obtained either $B_{430} - I_{814}$ or $V_{606} - I_{814}$ color maps for 265 galaxies ($I_{AB} < 22.5$). Among them, 169 have spectroscopic redshifts given in the CFRS redshift catalog or in

the literature. ISOCAM observations detected 60 objects and 77 objects brighter than $300 \mu\text{Jy}$ at $15\mu\text{m}$ with $S/N > 5$ in the CFRS fields 0300+00 and 1415+52, respectively. Of the 137 objects, a color map is available for 33 objects in the 0300+00 field and 26 objects in the 1415+52 field. Of the 137 ISOCAM-detected objects, 82.5% (113) have optical counterparts brighter than 22.5 mag and 94.2% (129) brighter than 23.5 mag in the I_{AB} band. For objects fainter than $I_{AB} = 22.5$ mag, the imaging sample points are limited for deriving reliable morphological parameters and color distribution. Therefore they are not included in this analysis. Since the vast majority of ISOCAM-detected objects are indeed optically bright, this would not cause a significant bias. Note that the fraction of ISOCAM sources imaged by HST (59 among 113 $I_{AB} < 22.5$ galaxies, 52.2%) is larger than the area fraction of HST imaging of the two

Fig. 6. Same as in Fig. 5 for disk galaxy 03.0046 at redshift 0.5120. (See the electronic edition for a color version of this figure.)

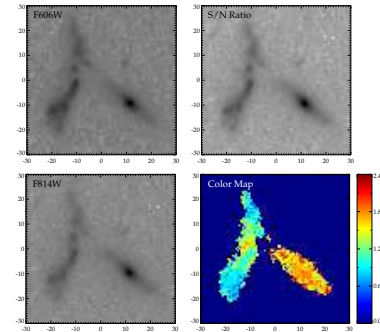


Fig. 7. Same as in Fig. 5 for merging system 03.1309 at redshift 0.6170. (See the electronic edition for a color version of this figure.)

CFRS fields (87 vs. 200 square arcminute, 43.5%), because our survey includes complementary data aimed at investigating ISOCAM source morphologies.

In the 59 ISOCAM-detected galaxies, 53 objects have known redshifts, including 2 objects at $z > 1.2$ which have been removed from our sample.

Table 3 lists the complete sample of ISOCAM galaxies imaged by HST in two bands. The objects are organized into three groups, 6 with unknown redshift, 15 in the nearby ($z \leq 0.4$) and 36 in the distant ($0.4 < z < 1.2$) universe. Nearby galaxies are not IR luminous ($L_{IR} \sim 10^{10} L_{\odot}$) and can not be taken as the local counterparts of the distant LIRGs. The 36 distant objects are used to reveal the morphological properties of the distant LIRGs. In each group, the objects are tabulated in the order of their CFRS identifications. In Table 3, the apparent magnitudes m_{450} (Col. 3), m_{606} (Col. 4) and m_{814} (Col. 5) are given in HST Vega system. An aperture of $3''$ is adopted for the HST image photometry. The absolute B band magnitude (Col. 6) and K band magnitude (Col. 7) are provided in the AB system, using isophotal magnitudes from the ground-based imaging (Lilly et al. 1995). The K-correction is calculated based on ground-based B , V , I and K band CFRS photometry (see Hammer et al. 2001 for details). The IR luminosity is given in Col. 8. Three models are used to calculate the IR luminosity and derive proper uncertainties (see Flores et al. 2004 for details). Figure 8 shows the IR luminosity distribution for the 36 distant LIRGs.

5.2. Morphological classification

Based on HST imaging, two-dimensional fitting has been carried out to derive the structural parameters used to quantify the morphological features. With the structural parameters and information derived from color maps, the morphological classification was performed by two researchers independently.

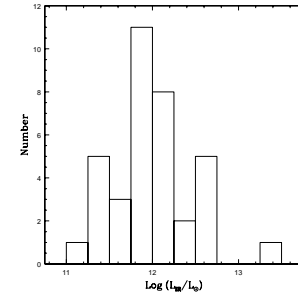


Fig. 8. Histogram of the IR luminosity for 36 distant LIRGs.

5.2.1. Structural parameters

The two-dimensional fitting is performed using the software GIM2D (see Simard et al. 2002 for more details). Two components, bulge and disk, are used to fit the surface brightness distribution. The fractions of bulge luminosity in total B/T and χ^2 are listed in Table 3 (from Cols. 9 to 14). The parameter B/T is correlated with the Hubble type, increasing for early-type galaxies. In addition to the “quality” parameter χ^2 , the residual image, which is the difference between the observed image and the modeled image, is also used to estimate the quality of the fit. Good fitting is characterized by a χ^2 close to unity and a residual image with little random-distributed residual emission. However, in the case of a spiral galaxy with visible arms, the residual image exhibiting regular arms will refer to the fitting as good even though the χ^2 value is biased to be different from unity due to the presence of arms. The inclination angle of the disk is also derived from the two-dimensional fitting.

5.2.2. Color distribution properties

With information provided by color distributions, morphological classification can be improved dramatically. The appearance in a color map is free from the arbitrary adjustment in visualization of an image. Physical properties can be derived from the color map including whether some regions are dusty or star-forming. Apart from the usual morphological classification based on the brightness distribution, the color information provides a new way to compare distant galaxies with local galaxies in the Hubble sequence.

We obtain color map for each LIRG in the observed frame. Instead of applying K-correction and deriving the color in the rest frame, we compare the observed color with the modeling color. Figure 9 illustrates the modeled color-redshift curves for $V_{606} - I_{814}$ and $B_{430} - I_{814}$. Using GISSSEL98 (Bruzual & Charlot 1993), the observed colors in the HST Vega system are given at different redshifts for four galaxy models, corresponding to elliptical (single burst), S0 ($\tau = 1$ Gyr), Sbc ($\tau = 7$ Gyr) and

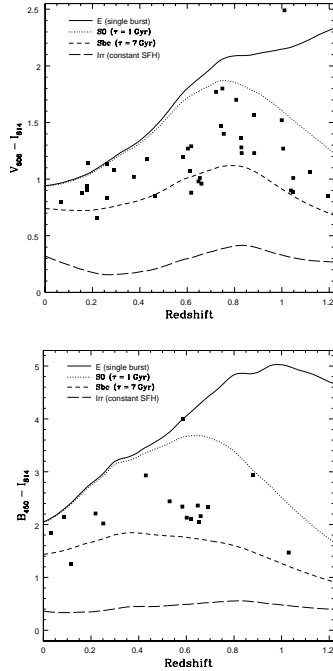


Fig. 9. $V_{606} - I_{814}$ (top) and $B_{450} - I_{814}$ (bottom) observed colors for LIRGs as a function of redshift. Similar to Fig. 6 in Menanteau et al. (2001), four solar metallicity, formed at $z = 5$ galaxy models, including an Elliptical galaxy (single burst), S0 galaxy ($\tau = 1$ Gyr), Sbc galaxy ($\tau = 7$ Gyr), irregular galaxy (constant SFR) are present for a comparison. Almost all LIRGs are redder than Sbc galaxy.

irregular galaxies (constant star formation rate with a fixed age of 0.06 Gyr). We assume a formation epoch at a redshift of $z = 5$. Distant LIRGs are compared with the models using their integrated colors. Almost all LIRGs are redder than an Sbc galaxy. Using the modeled color-redshift relations, we investigate the colors of specified regions. We refer to the region in the outskirts as red as or redder than an elliptical galaxy as a dusty region and the region off the central area bluer than an Sbc galaxy as a star-forming region.

5.2.3. Morphology labels

By visually examining galaxy morphologies, we have tried to label each target with its “Hubble type”. For the galaxies well fitted by a bulge+disk two-dimensional structure, we divide them into five types in terms of the fraction of bulge luminosity in total: E/S0 ($0.8 < B/T \leq 1$), S0 ($0.5 < B/T \leq 0.8$), Sab ($0.15 < B/T \leq 0.5$), Sbc ($0 < B/T \leq 0.15$) and Sd ($B/T = 0$). We also introduce three additional types to describe the compact (C) galaxy which is too concentrated to be decomposed, irregular (Irr) galaxy and “tadpole” (T) galaxy. A quality factor is provided to represent our confidence of our classification: 1 – secure, 2 – possibly secure, 3 – insecure and 4 – undetermined. We also provide a classification for galaxies that show signs of interacting or merging: M 1 – obvious merging, M 2 – possible merging, I1 – obvious interaction, I2 – possible interaction and R – relics of merger/interaction.

The experienced eye is essential to classify the objects differing significantly from the adopted models. With information from the two-dimensional structure fitting and the color map, the visual examination is carried out by two of the authors F.H. and X.Z.Z. independently, to reduce arbitrariness. The classifications are consistent with each other for most objects. After fully discussing a few objects, a final morphological classification for the LIRG sample is made. In Table 3, galaxy type (Col. 15), quality factor (Col. 16) and Interaction/merging type (Col. 17) are listed.

5.3. Individual descriptions

In Fig. 10, color maps (right) of the 36 LIRGs are shown, along with I_{814} negative greylevel images (left). The images are given in order of CFRS identification (from left to right, top to bottom). The color bar in each color map shows the color range. The same color ranges over -1 to 3 and 0 to 4 are applied to all objects in $V_{606} - I_{814}$ and $B_{450} - I_{814}$, respectively. For the 36 LIRGs, the morphologies as well as the color distributions are remarkably different. A description of each target is present in turn.

03.0035 This galaxy has a bright bulge surrounded by diffuse emission. Spiral arm-like structures or tidal tails are perceptible in the diffuse region. The color map shows that the bulge has a color comparable to that of an S0 galaxy. Dusty regions and star-forming regions are revealed in the color map.

03.0062 Its clear and regular spiral arms surrounding a spheroid core as well as its round appearance suggest that this is a face-on spiral galaxy. The color map confirms the red central region to be a bulge with color close to that of an S0 galaxy. Star-forming regions are distributed along the arms.

03.0085 This is an edge-on spiral galaxy ($i \sim 75^\circ$). This galaxy was imaged close to the chip border and the light distribution was not completely recorded. However, the central bright region is not a bulge. The color map exhibits symmetric arc structures with color close to that of an irregular galaxy, suggesting star formation in the disk.

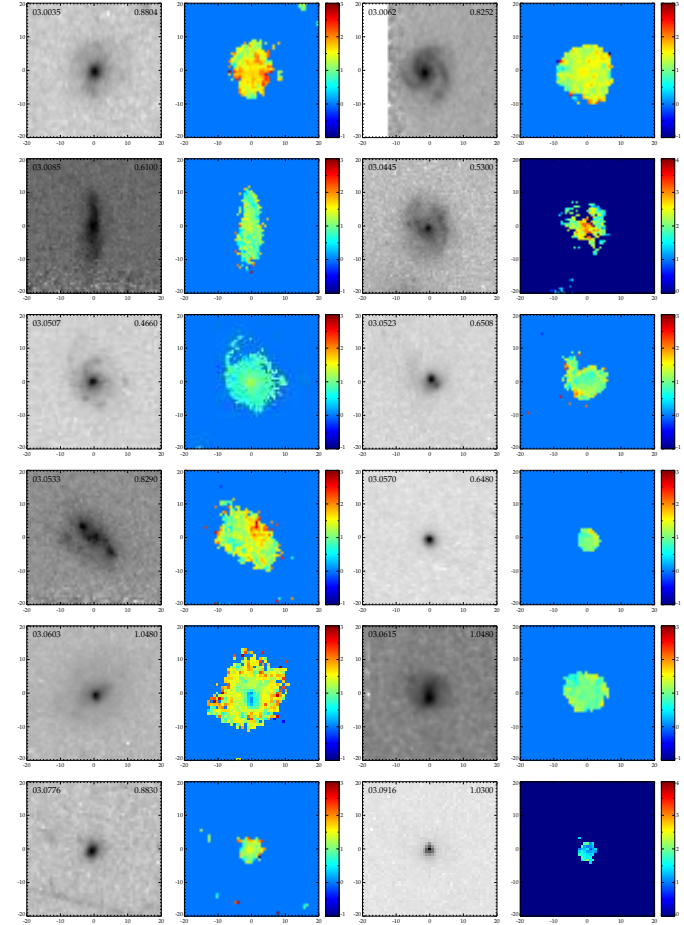


Fig. 10. I_{814} band and color map images of distant LIRGs. For each target, the name and redshift are labeled top-left and top-right in the I_{814} image. The color bar ranges from -1 to 3 for the $V_{606} - I_{814}$ color map and 0 to 4 for the $B_{450} - I_{814}$ color map. The blank in I_{814} image is due to the target imaged close to the chip border. The size of each image is 40×40 kpc except for the object 03.1309, which is 60×60 kpc to display the whole merging system. (See the electronic edition for a color version of this figure.)

X. Z. Zheng et al.: Distant LIRGs – morphologies and color maps

855

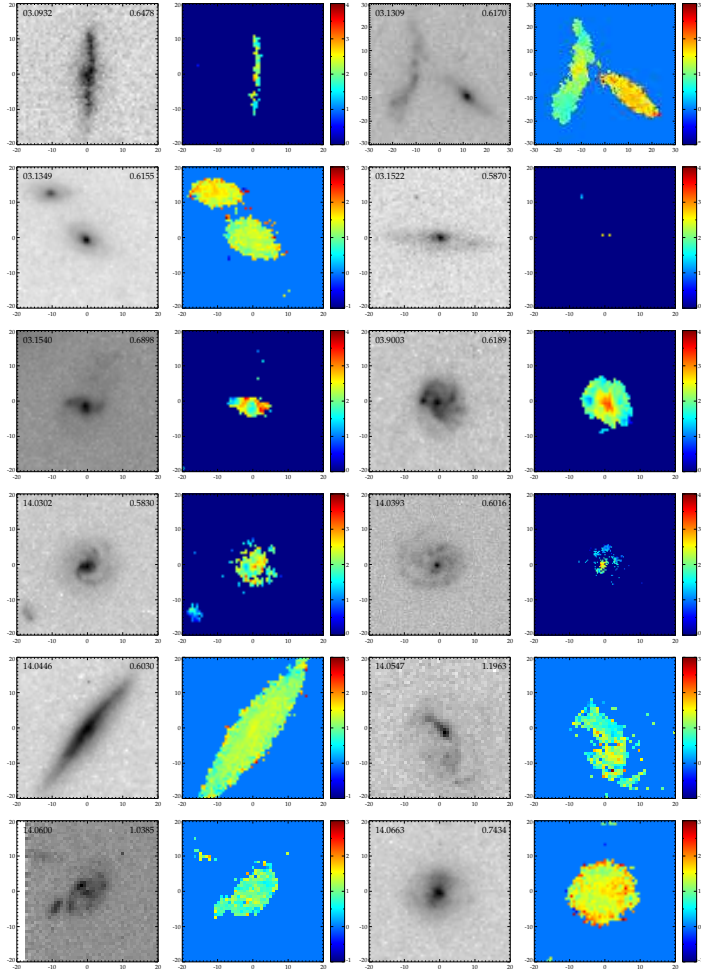


Fig. 10. continued.

856

X. Z. Zheng et al.: Distant LIRGs – morphologies and color maps

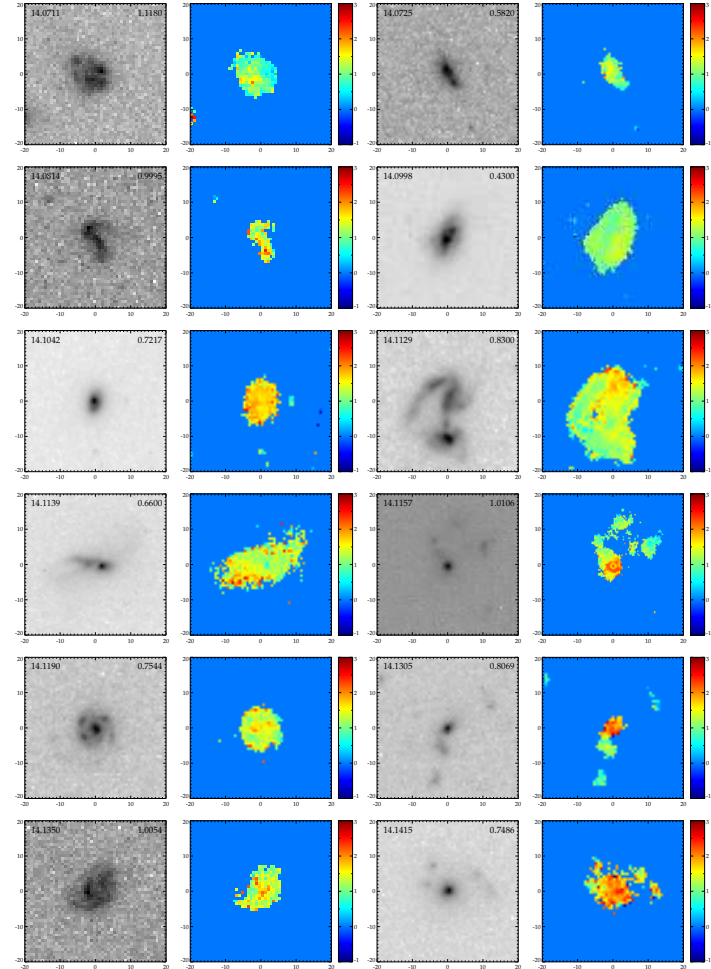


Fig. 10. continued.

- 03.0445** WFPC2 image and color map show a spheroidal component in the center surrounded by blue diffuse emission. Arm structures are visible in the surrounding regions. This galaxy is classified as an Sbc galaxy. The arms are asymmetric and it is not clear whether such asymmetric arms are related to an interaction/merger event.
- 03.0507** This is a face-on spiral galaxy with a red bulge surrounded by blue diffuse emission. Arm structures and star-forming knots can be seen around the red bulge. A striking long filament, different from a spiral arm, could be associated with a stripe remnant of an infalling dwarf galaxy.
- 03.0523** This is a “tadpole” galaxy. It is widely believed that such a “tadpole” feature is an indicator of a major merger in an advanced phase. The tidal tail is clearly seen in the WFPC2 image. The color map exhibits a conspicuous color gradient that the central region is bluer than the outer region. The concentrated light distribution suggests this object is a compact galaxy.
- 03.0533** The morphology of this galaxy is complex and shows multiple components. A clumpy structure suggests an irregular classification. It is however possible that this galaxy is a nearly edge-on spiral galaxy, with a long tidal tail roughly parallel to the disk. If this is the case, the tidal tail is bluer than the disk. The central region of this spiral galaxy is dusty and some star-forming regions are detected along the arms and the long tidal tail.
- 03.0570** This is a compact galaxy with an integrated color close to that of an Sbc galaxy. The light distribution is dominated by a bright and compact nuclear component.
- 03.0603** An extremely blue core dominates this galaxy and red diffuse emission extends by about 10 kpc. The blue core is even bluer than an irregular galaxy. A broad Mg II $\lambda 2799$ line is detected with CFHT spectroscopy. This galaxy is classified as a compact galaxy. However, the faint surrounding region appears round. This object could be a galaxy with a very faint face-on disk.
- 03.0615** This galaxy is compact and with a round and smooth morphology. The global color is comparable to that of a spiral galaxy earlier than Sbc type. A star-forming region is visible in the color map 5 kpc from the nucleus.
- 03.0776** The morphology of this galaxy is elongated and compact. Distorted fuzzy emission is detected. The color map reveals a relatively red core surrounded by blue regions. The integrated color of this galaxy is close to that of an Sbc galaxy.
- 03.0916** This is a compact galaxy. The light distribution is too compact to obtain the structural parameters. Broad emission lines detected in CFHT spectroscopy suggest that this galaxy is a type I AGN.
- 03.0932** From the WFPC2 I_{814} image, we can see that this is an extremely edge-on galaxy with a bulge in the center. However, the bulge is not detected in the B_{450} band image.
- 03.1309** This chain galaxy is a merging system. In this system, the edge-on disk galaxy has a dominant bulge with a color close to that of an elliptical galaxy. Along the chain, star-formation regions are visible.
- 03.1349** The regular appearance and a dominant bulge suggest an Sab classification for this galaxy. The bulge is

compact and relatively blue, comparable to the disk. Our spectroscopy confirms that the companion galaxy 20 kpc away is an interacting system.

- 03.1522** This is an edge-on spiral galaxy. It is not detected in the deep WFPC2 B_{450} band (6600 s exposure time) implying a heavy extinction (dust screen). CFRS ground-based photometry reveals that this object is 0.3 mag redder than an elliptical galaxy at the same redshift.
- 03.1540** This is a compact galaxy. The luminous component is surrounded by a fuzzy extended region (a disk?). The compact component looks like a giant bar. The color map reveals a distinct blue core surrounded by dusty regions. Off the blue core, a blue region appears at one end of the bar. The strong IR emission should relate to the central star-forming regions. While the starburst can be triggered by the instability of a bar, it is also conceivable to ascribe the distinctive morphology to merger/interaction.
- 03.9003** The brightness distribution of this galaxy is quite complex and irregular. From the color map, it can be seen that blue star-forming regions surround a red central region (a bulge?).
- 14.0302** This galaxy is a face-on spiral galaxy with clear arms and a bulge/bar detected in the WFPC2 image. In the color map, star-forming regions are revealed surrounding the center and the arms.
- 14.0393** This is a face-on spiral galaxy with star formation spread over the arms. This galaxy is very extended and has a small bulge which is distinctive in the color map 1.5 mag redder than that of the star-forming regions on the arms.
- 14.0446** This galaxy is a nearly edge-on ($i \sim 80^\circ$) pure disk galaxy. The color map confirms that no red central region similar to a bulge is detected. This disk galaxy is rather a giant characterized by a disk scale length of 6.8 kpc in the I_{814} band. The mean $V_{006} - I_{814}$ color is close to that of an Sbc galaxy at that redshift.
- 14.0547** The heavily distorted morphology showing two main components and tidal tail features suggests that this is a pair system undergoing a major merger episode. One component is elongated and blue, while the other is relatively red.
- 14.0600** This galaxy is a system with complex morphology and clumpy light distribution. The clumpy knots are bluer than an Sbc galaxy, and are associated with star formation. While it is classified as an irregular galaxy, this galaxy is probably undergoing a minor merger event.
- 14.0663** This galaxy shows a round appearance. The central region exhibits a peanut-shaped structure, which could be linked to a giant bar. The color distribution shows blue regions surrounding both ends of the “peanut”.
- 14.0711** The complex, clumpy structure seen in the WFPC2 image suggests an irregular galaxy. Dust regions and star-forming regions are revealed in the color map.
- 14.0725** This galaxy has an elongated morphology and shows a color gradient. The color map shows two distinct regions. The large region has a color close to that of an elliptical galaxy while the small region is as blue as an Sbc galaxy. It is not clear whether the elongated morphology is due to two

merging galactic nuclei since no tidal tail features appear in the surrounding diffuse emission.

- 14.0814** This is a system with an S-shape structure. This galaxy could be a barred spiral rather than a major merger because it shows no evidence of two components. While it is labeled as an irregular galaxy, it could be associated with relics of merger/interaction.
- 14.0998** This system has a peculiar morphology composed of two very close components surrounded by diffuse emission. Peculiar substructures like two tidal tails can still be seen. The minor component is bluer than the major one by about 1 mag. The color distribution of this galaxy is quite complex. Broad dusty regions and star-forming regions can be seen in the color map.
- 14.1042** A round, smooth and elongated morphology can be seen from the WFPC2 image. This galaxy is as red as an elliptical galaxy, but its brightness distribution is more concentrated.
- 14.1129** This system consists of two comparable components separated by 12 kpc. Strikingly, a distinct tidal tail and a bridge connecting the two components suggest that this system is undergoing a major merger episode. The tidal tail is bluer than the two galactic nuclei.
- 14.1139** From the WFPC2 image, a peculiar appearance showing the merging of two galaxies can be seen. The two galactic nuclei are as close as 3.5 kpc, surrounded by diffuse and extended emission. Substructures like tidal tails are visible in the surrounding regions. The major component has a blue core.
- 14.1157** This is a system composed of multiple components. Material streams connecting the components are detected. The brightest component is very red. This object is detected by the PC chip in the GSS very deep field. The higher resolution color map reveals a ring structure associated with a point source in a very red region, suggesting a heavily obscured AGN inside it.
- 14.1190** The morphology of this galaxy is round and clumpy. Spiral arms are visible around the center with several bright blue knots. There is no dominant central component and this galaxy is classified as an Sd galaxy.
- 14.1305** This system is a merging system showing a dominant component and a conjoint one. Seen in the color map, the dominant component is even redder than an elliptical galaxy, suggesting that it is very dusty. Within 20 kpc, there are two other components with colors comparable to that of an Sbc galaxy. It is unclear whether they belong to the same physical system.
- 14.1350** This galaxy is classified as an irregular galaxy due to its complex morphology and irregular light distribution. The bright components/knots are as blue as an Sbc galaxy and the central region is very red (dust?).
- 14.1415** Dominated by a major component, this galaxy is classified as a compact galaxy. The central dominant component is surrounded by diffuse emission. Four minor components are seen in the surrounding emission, which suggests that this galaxy is possibly the relic of a merger event. The main component is dusty.

6. Discussion

6.1. Morphological properties

From Table 3, we can derive the global morphological properties for distant LIRGs. Of the 36 galaxies, 13 (36%) are classified as disk galaxies with “Hubble type” from Sab to Sd. For these disk galaxies, their morphological classifications are secure ($Q < 2$). The object 03.1522 is an extremely red edge-on disk galaxy. This galaxy is so red that almost no light is detected in the B_{450} band, which leads to few pixels available in its color map. We label this galaxy simply as “Spiral” due to the large uncertainty in determining the bulge fraction. Of the 13 disk galaxies, 4 of them are very edge-on. Morphological classification shows that 25% (9 in 36) of the LIRGs are compact galaxies as they show concentrated light distribution (see the definition in Hammer et al. 2001). Such a high fraction is strikingly similar to that derived from optical samples (Guzmán et al. 1997; Hammer et al. 2001). Their two-dimensional structure fitting suffers from large uncertainties. Of the 36 galaxies, 8 (22%) are classified as irregular galaxies which show complex morphology and clumpy light distribution. In the 36 LIRGs, only 6 cases (17%) are major ongoing mergers showing multiple components and apparent tidal tails. Five (either compact or irregular) LIRGs are possibly linked to merging (labeled by M 2) and one spiral LIRG is probably an interacting system (labeled I2). Signs of merging or relics of interactions (possibly) occur in 9 LIRGs (labeled R and R7). Accounting for them and for major mergers, the total fraction of merging/interacting systems is estimated to be 58% (21 of 36) of the LIRGs.

For galaxies at redshift ~ 1 , the cosmological dimming effect becomes significant and the morphological classifications might have some uncertainties since faint features are barely detected at the detection limits of our WFPC2 imaging data. Some irregular galaxies could be spiral galaxies. The objects classified as spiral galaxies and major mergers are free from those uncertainties because their main structural properties have already been determined. Hence, in the present LIRG sample, the fraction of spiral galaxies is well estimated or slightly underestimated if there are spirals misclassified as irregular galaxies. HST I_{814} band imaging is available for all LIRGs. Thus the compactness of each galaxy can be well determined and the fraction of the compact galaxies is reliable (see e.g. Hammer et al. 2001).

6.2. LIRGs: Massive systems related to large disks?

K band luminosity is widely used to estimate the stellar mass. For our 36 sample LIRGs, K band luminosity is available for 24 of them. Following Hammer et al. (2001), we assume a unity mass-to-luminosity ratio in the K band and estimate the stellar masses for the 24 LIRGs. The derived stellar masses range from 1.4×10^{10} to $2.9 \times 10^{11} M_\odot$, compared to $1.8 \times 10^{11} M_\odot$ for the Milk Way mass. Note that extinction and age of stellar populations are not considered in estimating the stellar mass

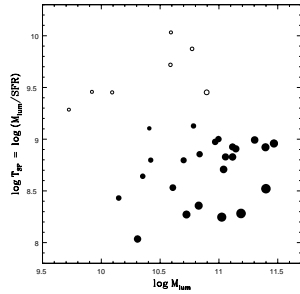


Fig. 11. Stellar mass versus time scale to duplicate the bulk of stars at a rate of the observed value. The stellar mass is derived from K band luminosity. The size of the point is scaled by the SFR. Nearby galaxies listed in Table 3 with available K band luminosity are shown with open circles for comparison.

due to the numerous related uncertainties (e.g. those associated with the assumed stellar population mixing and the dust extinction modeling). We notice that the stellar masses we obtained are, systematically, from 50% to 100% of the values derived by Franceschini et al. (2003), after a careful examination of galaxies with similar K band luminosities. Indeed, Franceschini et al. (2003) have derived stellar masses using spectral synthesis modeling of the overall optical-IR continuum. Further discussion about uncertainties in the mass estimate can be found in Berta et al. (2004). Adopting $M_{AB}^*(K) = -21.82$ for $H_0 = 70$ (Glazebrook et al. 1995), LIRGs are systems ranging from $0.3 L^*$ to $6.7 L^*$ with median value $2.2 L^*$. These LIRGs were undergoing violent star formation at rates of the order of $\sim 100 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. They may add a significant mass contribution over a short time. For a galaxy, the ratio of stellar mass to SFR is the time scale for the formation of the bulk of the stars. If star formation is sustained at the observed rate, LIRGs could duplicate themselves within 10^8 to 10^9 yr (Fig. 11).

A large fraction of LIRGs are classified as disk galaxies. In Table 3, the disk scale length R_d is also listed for the LIRGs classified as spiral galaxies. We can see that all the LIRG disks are large galaxies with $R_d \geq 2.9$ kpc (corresponding to 4 kpc at $H_0 = 50$) except for the object 14.1190, which is a face-on Sd galaxy from the GSS fields. We suspect that its disk scale length has been severely underestimated due to the shallow detection (~ 24.5 mag arcsec $^{-2}$ in the I_{814} band, compared to ~ 25.5 mag arcsec $^{-2}$ in other fields). We compare the LIRG disks with the size-selected disk sample using the distribution of the disk central surface brightness. Lilly et al. (1998, L98 hereafter) presented a detailed study of a large disk ($R_d \geq 4 h_{50}^{-1}$ kpc) sample, which is homogeneous and essentially complete. Similar to L98 (see their Fig. 12), we plot the LIRG disks in the diagram of central surface brightness versus redshift. The observed I_{814} band

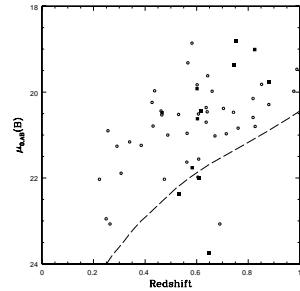


Fig. 12. Central surface brightness of the disk components as a function of redshift for LIRG disks in our sample (solid square), compared with the large disk galaxies in L98 (open circle). The long-dashed line is the selection criterion ($I_{AB} < 22.5$) for a pure disk galaxy with scale length $4 h_{50}^{-1}$ kpc.

central surface brightness of the disk components derived from the two-dimensional structure fit is used to obtain the rest frame B_{AB} band central surface brightness. Cosmological dimming and K -correction are corrected following L98. We use the central surface brightness color $V_{606} - I_{814}$ (or $B_{450} - I_{814}$) to calculate the K -correction except for LIRG disks 03.0085, 03.0445, 03.0932, and 14.0393, whose integrated HST colors are adopted because the central surface brightness is either available only in one band or not well estimated in the B_{450} band. The edge-on LIRG disk 03.1522 is not included because of the heavy extinction. A spectral energy distribution is chosen to match the observed color from theoretical ones at different ages for a solar abundance galaxy with e -folding time $\tau = 1$ Gyr (see Hammer et al. 2001 for more details). As shown in Fig. 12, the central surface brightness of 8 LIRG disks is consistent with that of the large disk galaxies in L98 at similar redshift (LIRG disks 03.0085, 03.0445, 03.0932, 03.1522 and 14.0393 are absent because of no secure structural parameters available in one band). This confirms that LIRG disks belong to the large disk galaxy population.

We also investigated if the size-selected sample of distant disk galaxies includes LIRGs. In L98, 5, 14 and 5 objects were selected from the CFRS 0300+00 and 1415+52 fields in redshift bins $0.2 < z < 0.5$, $0.5 < z < 0.75$ and $0.75 < z < 1.0$, respectively. After a cross-identification with ISOCAM observations, 6 of 19 disk galaxies in $0.5 < z < 1.0$ are found luminous in the IR band with IR luminosities ranging from $1.6 \times 10^{11} L_\odot$ (the median value is $5.3 \times 10^{11} L_\odot$). No galaxy in the redshift bin $0.2 < z < 0.5$ is identified as a nearby IR luminous or starburst galaxy. Of the 6 IR luminous large disk galaxies, 5 are included in our HST sample, including 3 morphologically classified as spirals, one as a bar-dominated compact galaxy (03.1540), although it shows evidence of an extended faint disk, and one as a merger (14.1139). This indicates that in the large disk galaxy population at redshifts ranging from 0.5

to 1.0, about $30 \pm 12\%$ are infrared luminous. This confirms that LIRG disks are large (massive?) disks.

LIRGs are systems with an average stellar content of $1.4 M^*$, and they are intimately linked to large disks – size-selected disks include a significant fraction of LIRGs. We believe that the star formation in large disks (derived from UV measurements) in L98 is severely underestimated. Indeed from their IR luminosities, LIRG disks were forming stars at a high rate, ranging from 18 to $210 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ averaged to $110 M_\odot \text{ yr}^{-1}$. This is contradictory to the modest star formation rate of about $3\text{--}10 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ reported by L98. This indicates that UV and [OII] luminosities are poor tracers of the star formation rate.

The number density of LIRGs is much larger at $z \sim 1$ than at the present day by a factor of more than 40 (Elbaz et al. 2002). From the above discussions, we believe that they significantly contribute to the large and massive disks population at $z = 0.5\text{--}1$. Our result is contradictory to that of Brinchmann & Ellis (2000), who claimed that dwarf galaxies, rather than massive systems, were responsible for the star formation activity since $z \sim 1$. As an example, we assume that the L98 SFR of $\sim 7 M_\odot \text{ yr}^{-1}$ apply to the large disks which have not been detected by ISOCAM (which is somewhat unrealistic since the ISOCAM detection limit at $z = 0.75$ is $\sim 40 M_\odot \text{ yr}^{-1}$). Assuming the SFR derived from the IR luminosity for the ISOCAM-detected disks in L98, the average SFR at redshift ~ 0.75 would be on average $\sim 40 M_\odot \text{ yr}^{-1}$, or 6 times larger than the L98 average value. Further investigation will address the contribution of the massive galaxies to the CSFD (Hammer et al. 2004).

6.3. Central color versus concentration index

We have noticed that for most compact LIRGs (e.g. 03.0523, 03.0603, 03.0615 and 03.1540), the color maps have revealed a central region strikingly bluer than the outer regions. These blue central regions have a size similar to that of bulges and a color comparable to that of star-forming regions. Since the bulge/central region in local spirals is relatively red, such a blue-core structure could imply that the galaxy was (partially) forming the bulge. This is consistent with the scenario proposed by Hammer et al. (2001) that luminous compact galaxies are counterparts of the bulges in local spiral galaxies at intermediate redshifts. From color maps, the central regions (bulges?) in formation are revealed directly.

Let us assume that luminous compact galaxies are progenitors of the spiral cores/bulges and that disk components are formed later. Then a correlation is anticipated among star-forming systems (LIRGs: galaxies forming disks and/or bulges) between the color of their central region and the galaxy compactness. Star formation would first occur in the center (bulge) and would gradually migrate to the outskirts (disk), leading to redder colors of the central regions as the disk stars were forming. We have investigated the relation between the central color and the compactness for the LIRGs excluding the six major ongoing mergers, for which no central color is available due to their two separated components, and two objects whose structural parameters are not available. To reduce

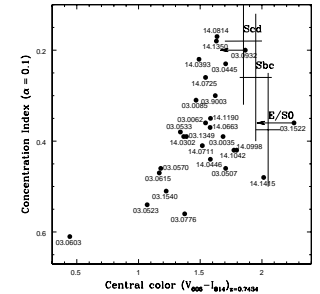


Fig. 13. Central color versus concentration index. The distributions (large crosses) of normal elliptical, Sab and Sbc galaxies are derived from a nearby galaxy sample (Frei et al. 1996). The modeling colors for the galaxies E, S0, Sbc and Irr at this redshift are 2.05, 1.88, 1.10 and 0.38 respectively (see Sect. 5.2.2). We assume that Sbc galaxies are bluer by 0.1 mag than E/S0 galaxies and Scd galaxies are 0.1 mag bluer than Sbc galaxies in the bulge color (de Jong 1996). A central color of 2.05 is adopted for E/S0 galaxies. The CFRS ID is labeled for each data point. A Spearman rank-order (S-R) correlation analysis reveals a correlation coefficient of -0.42 with a probability of 0.026 that the null hypothesis of no correlation is true.

the contamination from the surrounding disk, a circle aperture with radius 1 kpc centered on the I_{814} band brightness peak is adopted to determine the central color. PHOT in IRAF¹ is used to do aperture photometry. This aperture includes 5 pixels for objects at redshift 1 and the random fluctuation is marginal due to the high S/N in the central regions. We convert the observed central color $V_{606} - I_{814}$ or $B_{450} - I_{814}$ to the observed color $V_{606} - I_{814}$ at a median redshift of 0.7434 (see Hammer et al. 2001). At this reference redshift, the centroid wavelengths of the HST filters I_{814} and V_{606} correspond roughly to the B band (4596 Å) and U band (3440 Å). The same method described in the previous subsection is used to estimate the K -correction. We use the concentration index ($\alpha = 0.1$) defined in Abraham et al. (1994) to measure the compactness. It is provided as an output of GIM2D in the two-dimensional structure fitting. We also compute the same parameters for a population of local galaxies from Frei et al. (1996). The central color of the local galaxies has been assumed to be that of local ellipticals (for E and S0) or local bulges (for Sab to Sbc), and has been transformed to the $B(4596 \text{ Å}) - U(3440 \text{ Å})$ color system using the GIMSEL98 model with $\tau = 1$ Gyr. Figure 13 shows the investigation of the concentration index from the I_{814} band as a function of the central color. In this diagram, the LIRGs are distributed along a sequence from galaxies with blue central color and compact morphology to galaxies with relatively red color and extended light distribution. Almost all distant LIRGs

¹ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under cooperative agreement with the National Science Foundation.

are discrepant from the sequence delineated by local spirals and ellipticals. There are two extreme cases, 03.0603 and 03.1522. The object 03.0603 could be contaminated by AGN because of its very blue point-like core. As mentioned in Sect. 6.1, the object 03.1522 is a very dusty edge-on spiral galaxy. Its very red central color is related to a (dust-screen) extinction. The sequence still exists when we replace the central color with the color contrast, which is defined as the difference between the central color and the integrated color ($3''$ aperture).

The compact galaxies with a blue central color are suggested to be the galaxies forming their cores (bulges). Figure 13 clearly shows that these compact galaxies are located at one end of the sequence. The other end is occupied by extended galaxies with a concentration index and central color closer to those of local galaxies. It appears that such a sequence linking compact LIRGs to extended ones hints at a formation/assembly scenario for at least part of the present-day spiral galaxies: the bulge formed first and dominated a galaxy with a compact morphology and a relatively blue central color, and later the disk was assembled around the bulge, resulting in an extended light distribution which ultimately resembles those of local galaxies.

In trying to make sense of the sequence, we point out that intense star formation could happen in processes of both bulge and disk formation. In our color maps we see evidence that for LIRG spirals, star formation spreads over all their disks. A star formation history with several episodes of massive starbursts is suggested for LIRGs according to their composite stellar populations (Franceschini et al. 2003). A star formation history with multiple starburst episodes is also implied by the morphological classification of LIRGs such that massive starburst (luminous infrared phase) can happen in the spiral/irregular phase, major merger phase or compact phase. The major mergers in LIRGs would most likely result in spheroidal systems with violent starbursts, and become similar to the compact LIRGs with blue central colors such as those described in this paper. The spiral LIRGs could have undergone a compact stage before the observed epoch.

However, a simple evolutionary sequence does not account for all LIRGs. For example, among 12 LIRG disks with known bulge fraction, 3 are classified as Sd, i.e. with a very small bulge, and 8 LIRGs are classified as irregulars. Examination of these 11 Sd and Irr reveals the presence of a well-defined central component in most of them (03.0085, 03.0533, 03.9003, 14.0711, 14.0725, 14.0914, 14.0998 and 14.1190). On the other hand, such a component might not be a bulge (or a forming bulge), because it could be elongated or have peculiar shapes (14.0814 has an S-shape and it could be a giant bar). It is beyond the scope of this paper to evaluate the relative importance of each physical process (major and minor merging, bars, disk formation) that drive galaxy formation.

The scenario suggested by the sequence in Fig. 13 for disk galaxy formation is also supported by metallicity investigation of LIRGs by Liang et al. (2003). They found that, on average, the metal abundance of LIRGs is less than half that of the local disks with comparable brightness. They suggested that LIRGs form nearly half of their metals and stars since $z \sim 1$, assuming that they eventually evolve into the local massive disk galaxies.

It should be borne in mind that contribution from active galactic nuclei (AGNs) might strengthen this sequence since AGNs usually appear blue with respect to stellar populations (the situation is opposite if the AGNs are obscured severely by dust) and the existence of bright AGNs will bias the galaxies to the compact ones. However this concerns only a small fraction of our compact LIRGs (2 among 9). On the other hand, dust extinction will redden the color and smear the sequence.

7. Conclusions

Specific efforts were made to obtain the color maps for galaxies with complex morphology, including the accurate alignment of the blue and red band images and a new method to quantitatively determine the reliability of each pixel in the color map. These efforts allow us to access the spatially resolved color distribution of the distant LIRGs, which often have complex morphologies, relating to interactions/mergers. In two $10' \times 10'$ CFRS fields 0300+00 and 1415+52, HST WFPC2 imaging in *F606W* (or *F450W*) and *F814W* filters is available for an 87 square arcminute area. From these fields, we select a representative sample of 36 distant ($0.4 < z < 1.2$) LIRGs detected in deep ISOCAM observations. A two-dimensional structure analysis was carried out using GIM2D software. With structure parameters and color distribution, a careful morphological classification was performed for the distant LIRGs. We find that about 36% LIRGs are spiral galaxies and about 25% LIRGs show compact morphology. About 22% LIRGs are classified as irregular galaxies, showing complex and clumpy structures. Among 36 LIRGs, only 6 (17%) of them were undergoing a major merger episode, revealed by a distinctive close galaxy pair with distorted morphology and apparent tidal tails. The fraction of mergers could reach 58% if all of the possible post-mergers/pre-mergers are included.

Inspection of their stellar masses derived from *K* band absolute magnitude shows that LIRGs are massive systems. The LIRGs classified as disk galaxies belong to the large disk galaxy population, and become a significant fraction of large distant disks selected by their sizes.

We find that LIRGs are distributed along a sequence in the central color versus compactness diagram. The sequence links the compact LIRGs with relatively blue central color to extended LIRGs with central color and compactness close to those of the local normal galaxies. The compact LIRGs showing blue central color are suggested to be systems forming their bulges, in agreement with the suggestion of Hammer et al. (2001). We argue that the sequence suggests that distant compact LIRGs would eventually evolve into spiral galaxies in the local universe.

Acknowledgements. We are grateful to Francoise Combes for helpful discussions and help in our morphological classification. We thank Jun Cui for his help in improving this manuscript. We thank the referee Dr. B. Mobasher for his helpful comments. X.Z.Z. gratefully acknowledges financial support from the Ministry of National Education of France. This work is based on observations made with the NASA/ESA Hubble Space Telescope, obtained from the data archive at the Space Telescope Institute. STScI is operated by the

association of Universities for Research in Astronomy, Inc. under the NASA contract NAS 5-26555.

References

- Abraham, R. G., Ellis, R. S., Fabian, A. C., Tanvir, N. R., & Glazebrook, K. 1999, MNRAS, 303, 641
- Abraham, R. G., Valdes, F., Yee, H. K. C., & van den Bergh, S. 1994, ApJ, 432, 75
- Berta, S., Fritz, J., Franceschini, A., Bressan, A., & Lonsdale, C. 2004 [arXiv:astro-ph/0402211]
- Bertin, E., & Arnouts, S. 1996, A&AS, 117, 393
- Brinchmann, J., Abraham, R., Schade, D., et al. 1998, ApJ, 499, 112
- Brinchmann, J., & Ellis, R. S. 2000, ApJ, 536, L77
- Bruzual, A. G., & Charlot, S. 1993, ApJ, 405, 538
- Conselice, C. J., Bershad, M. A., Dickinson, M., & Papovich, C. 2003, AJ, 126, 1183
- Crampton, D., Le Fèvre, O., Lilly, S. J., & Hammer, F. 1995, ApJ, 455, 96
- de Jong, R. S. 1996, A&A, 313, 377
- Dickinson, M., Papovich, C., Ferguson, H. C., & Budavári, T. 2003, ApJ, 587, 25
- Dolphin, A. E. 2000, PASP, 112, 1397
- Dolphin, A. E. 2002, in 2002 HST Calibration Workshop: WFPC2 CTE Characterization, ed. S. Arribas, A. Koekemoer, & B. Whitmore (Baltimore: STScI) 303
- Elbaz, D., Cesarsky, C. J., Chaniol, P., et al. 2002, A&A, 384, 848
- Ellis, R. S., Abraham, R. G., & Dickinson, M. 2001, ApJ, 551, 111
- Flores, H., Hammer, F., Thuan, T. X., et al. 1999, ApJ, 517, 148
- Flores, H., et al. 2004, in preparation
- Franceschini, A., Berta, S., Rigopoulou, D., et al. 2003, A&A, 403, 501
- Frei, Z., Guhathakurta, P., Gunn, J. E., & Tyson, J. A. 1996, AJ, 111, 174
- Genzel, R., & Cesarsky, C. J. 2000, ARA&A, 38, 761
- Genzel, R., Tacconi, L. J., Rigopoulou, D., Lutz, D., & Tecza, M. 2001, ApJ, 563, 527
- Glazebrook, K., Peacock, J., Miller, L., & Collins, C. 1995, MNRAS, 275, 169
- Hammer, F., Flores, H., Lilly, S. J., et al. 1997, ApJ, 481, 49
- Hammer, F., Gruel, N., Thuan, T. X., Flores, H., & Infante, L. 2001, ApJ, 550, 570
- Hammer, F., Flores, H., Liang, Y. C., et al. 2004, in preparation
- Groth, E. J., Kristian, J. A., Lynds, R., et al. 1994, A&AS, 185, 5309
- Koekemoer, A. M., Gonzaga, S., Fruchter, A., et al. 2002, HST Dither Handbook. Version 2.0 (Baltimore: STScI)
- Le Fèvre, O., Abraham, R., Lilly, S. J., et al. 2000, MNRAS, 311, 565
- Guzmán, R., Gallego, J., Koo, D. C., et al. 1997, ApJ, 489, 559
- Lilly, S., Schade, D., Ellis, R., et al. 1998, ApJ, 500, 75
- Lilly, S., Le Fèvre, O., Crampton, D., Hammer, F., & Tresse, L. 1995, ApJ, 455, 50
- Liang, Y. C., Hammer, F., Flores, H., Elbaz, D., & Cesarsky, C. J. 2003, A&A, submitted
- Madau, P., Ferguson, H. C., Dickinson, M. E., et al. 1996, MNRAS, 283, 1388
- Menanteau, F., Abraham, R. G., & Ellis, R. S. 2001, MNRAS, 322, 1
- Rola, C., & Pelat, D. 1994, A&A, 287, 676
- Schade, D., Lilly, S. J., Crampton, D., et al. 1999, ApJ, 525, 31
- Simard, L., Willmer, C. N. A., Vogt, N. P., et al. 2002, ApJS, 142, 1
- Trauger, J. T., Vaughan, A. H., Evans, R. W., & Moody, D. C. 1995, in Calibrating Hubble Space Telescope: Post Servicing Mission, ed. A. Koratkar, & C. Leitherer (Baltimore: STScI), 379
- Williams, R. E., Blacker, B., Dickinson, M., et al. 1996, AJ, 112, 1335

Online Material

Table 1. HST imaging with two band observations in CFRS fields 0300+00 and 1415+52.

Field	Blue filter	Total Exp.	N^a	Dither ^b	Red filter	Total Exp.	N^a	Dither ^b	Prop. ID ^c
030226+001348	<i>F606W</i>	6400	5	20	<i>F814W</i>	6000	5	20	9149
030227+000704	<i>F450W</i>	7000	5	20	<i>F814W</i>	6700	5	20	6556, 5996
030233+001255	<i>F450W</i>	6600	6	0	<i>F814W</i>	6400	6	0	5449
030237+001414	<i>F606W</i>	6400	5	20	<i>F814W</i>	6400	5	20	9149
030240+000940	<i>F606W</i>	6400	5	20	<i>F814W</i>	7000	5	12.5	9149, 8162
030243+001324	<i>F450W</i>	6600	6	0	<i>F814W</i>	6400	6	0	5449
030250+001000	<i>F606W</i>	6400	5	20	<i>F814W</i>	7000	5	12.5	9149, 8162
141743+523025	<i>F450W</i>	7800	6	0	<i>F814W</i>	7400	6	0	5449
141803+522755	<i>F606W</i>	6400	5	20	<i>F814W</i>	6800	5	20	9149
141809+523015	<i>F450W</i>	7800	6	0	<i>F814W</i>	7400	6	0	5449
141724+522512	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090
141731+522622	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090
141737+522731	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090
141750+522951	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090
141743+522841	<i>F606W</i>	24 400	12	0	<i>F814W</i>	25 200	12	0	5109
141757+523101	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090
141803+523211	<i>F606W</i>	2800	4	0	<i>F814W</i>	4400	4	0	5090

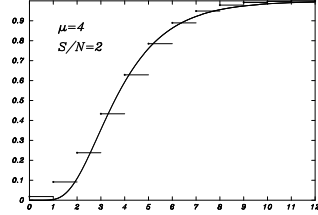
^a Number of exposures.
^b Dither offset among the consecutive exposures, aimed to remove cosmic-rays and hot/bad pixels. Here the largest offset in unit of pixel along x axis is present.
^c HST Proposal ID. One ID means that both the blue and the red observations were carried out in the same proposal. Two IDs refer to the proposals that the blue and the red observations were observed respectively.

Table 2. Offsets and rotation between blue and red images.

Field	Δx (pixel)	Δy (pixel)	$\Delta\theta$ (°)
CFRS fields			
030226+001348	-2.28	2.50	0.550
030227+000704	4.31	-14.00	0.188
030233+001255	0.00	-0.15	0.000
030237+001414	5.54	-5.37	-1.200
030240+000940	9.76	8.90	-0.185
030243+001324	-0.05	-0.36	0.000
030250+001000	20.65	7.04	0.070
141743+523025	0.35	-0.32	0.000
141803+522755	-6.47	7.15	1.600
141809+523015	0.03	-0.36	0.000
221755+001715	-8.59	-3.99	0.188
Groth strip fields			
141527+520410	0.25	0.05	0.000
141534+520520	0.19	0.08	0.000
141540+520631	0.19	0.13	0.000
141547+520741	0.18	0.05	0.000
141553+520851	0.18	0.08	0.000
141600+521001	0.29	0.08	0.000
141606+521111	0.17	0.07	0.000
141613+521222	0.19	0.05	0.000
141619+521332	0.21	0.04	0.000
141626+521442	0.23	0.17	0.000
141632+521552	0.26	0.13	0.000
141638+521702	0.22	0.10	0.000
141645+521812	0.31	0.10	0.000
141651+521922	0.31	0.03	0.000
141658+522032	0.19	0.07	0.000
141704+522142	0.10	0.10	0.000
141711+522252	0.20	0.11	0.000
141717+522402	0.15	0.02	0.000
141724+522512	0.21	0.08	0.000
141731+522622	0.20	-0.01	0.000
141737+522731	0.20	0.03	0.000
141750+522951	-0.02	0.11	0.000
141757+523101	0.21	0.09	0.000
141803+523211	0.25	0.02	0.000
141810+523320	0.27	0.08	0.000
141816+523430	0.26	0.05	0.000
141823+523540	0.09	0.06	0.000

Appendix: Signal-to-noise ratio for color map

A color image is a difference of two images in a logarithm function (here we ignore the scaling constant which will not affect the final results). Given one HST image in the blue band with

**Fig. A.1.** The distribution function of Poisson noise at $S/N = 2$ and its Log-normal approximation (continuous line) for the same S/N ratio. Even at this low S/N the two functions differ by a value of 0.15 at most.

flux F_B and another one in the red band with flux F_R , the color image is defined as

$$Y = \log F_B - \log F_R. \quad (2)$$

Here, the flux is a function of the position in an image, including signals of background and object. The HST images have Poisson noise. We know the signals μ_{F_B} , μ_{F_R} and the noises $\sigma_{F_B}^2$, $\sigma_{F_R}^2$ in the two images, respectively. We intend to derive signal μ and noise σ^2 of the color image and then obtain its S/N ratio. The issue with color representation of an image is to avoid the divergence at zero implied by the logarithm function. A way to do this is to replace the Poisson noise by a random variable possessing zero probability at zero value. This approximation must be valid at low S/N ratio, say $S/N \geq 2$. It is clear that such an approximation must break down at very low S/N , say $S/N \leq 1$ where the Poisson random variable is zero most of the time. Here we adopt an approximation that the Poisson noise distribution function in the HST image is close to a Log-normal law. A similar approach was tested in a spectroscopic context by Rola & Pelat (1994). It is shown in Fig. A.1 that even at $S/N = 2$ a Log-normal variable is an acceptable approximation of a Poisson one.

In logarithms, the blue image $B = \log F_B$ and the red image $R = \log F_R$ satisfy a Normal law. A difference between two Normal law images is also a Normal law image. This property is the main advantage of using the log-normal law to approximate the Poisson noise. The signal μ and noise σ^2 of the color image are given by

$$\mu = \mu_{B-R} = \mu_B - \mu_R \quad (3)$$

and

$$\sigma^2 = \sigma_{B-R}^2 = \sigma_B^2 + \sigma_R^2, \quad (4)$$

where μ_B and σ_B^2 , μ_R and σ_R^2 are the signal and the noise of the Normal law images B and R respectively. For log-normal function $\exp Y$, its signal m and noise s^2 can be written as

$$m = \exp\left(\mu + \frac{1}{2}\sigma^2\right) \quad (5)$$

and

$$s^2 = (\exp \sigma^2 - 1) \exp(2\mu + \sigma^2).$$

Expressing μ and σ^2 in m and s^2 , we obtain

$$\mu = -\frac{1}{2} \log\left(\frac{s^2}{m^2} + 1\right) + \log m$$

and

$$\sigma^2 = \log\left(\frac{s^2}{m^2} + 1\right).$$

With $\exp Y = \frac{F_B}{F_R}$, we obtain the signal and noise for the color image as

$$\mu = -\frac{1}{2} \log\left(\frac{\sigma_{F_B}^2}{\mu_{F_B}^2} + 1\right) + \log \mu_{F_B} + \frac{1}{2} \log\left(\frac{\sigma_{F_R}^2}{\mu_{F_R}^2} + 1\right) - \log \mu_{F_R} \quad (6)$$

and

$$\sigma^2 = \log\left(\frac{\sigma_{F_B}^2}{\mu_{F_B}^2} + 1\right) + \log\left(\frac{\sigma_{F_R}^2}{\mu_{F_R}^2} + 1\right), \quad (7)$$

respectively.

Table 3. Catalog of the deep ISOCAM-detected sources in CFRS fields 1300+00 and 1415+52.

CFRS ID (1)	z (2)	m_{450} (3)	m_{606} (4)	m_{814} (5)	$M_{AB}(B)$ (6)	$M_{AB}(K)$ (7)	$L_{IR}(10^{10} L_{\odot})$ (8)	B_{450}		V_{606}		I_{814}		Type ^a (15)	Q^b (16)	Int/M ^c (17)
								B/T (9)	χ^2 (10)	B/T (11)	χ^2 (12)	B/T (13)	χ^2 (14)			
No redshift identification																
03.0028	–	–	21.16	19.30	–	–	–	–	–	$0.71^{+0.01}_{-0.02}$	1.078	$0.73^{+0.01}_{-0.01}$	1.047			
03.0115	–	–	21.15	19.53	–	–	–	–	–	$0.13^{+0.01}_{-0.01}$	1.588	$0.22^{+0.01}_{-0.01}$	1.474			
03.0121	–	–	21.40	19.76	–	–	–	–	–	$0.20^{+0.01}_{-0.07}$	1.947	$0.18^{+0.01}_{-0.02}$	1.413			
03.0346	–	23.77	–	21.52	–	–	–	$0.72^{+0.10}_{-0.06}$	1.089	–	–	$0.43^{+0.01}_{-0.05}$	2.375			
14.0324	–	–	22.85	21.47	–	–	–	–	–	$0.27^{+0.13}_{-0.05}$	1.0156	$0.38^{+0.05}_{-0.05}$	1.0075			
14.0405	–	–	22.26	20.38	–	–	–	–	–	$0.36^{+0.06}_{-0.04}$	1.0004	$0.19^{+0.02}_{-0.02}$	1.0183			
$z \leq 0.4$																
03.0355	0.0870	19.06	–	16.91	–19.31	–	1.52 ± 0.32	$0.34^{+0.02}_{-0.02}$	1.183	–	–	$0.70^{+0.01}_{-0.01}$	1.383			
03.0364	0.2513	20.97	–	18.95	–20.30	–22.14	4.56 ± 0.81	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.520	–	–	$0.03^{+0.00}_{-0.00}$	1.787			
03.0365	0.2187	21.10	–	18.89	–19.57	–21.68	4.26 ± 0.87	$0.18^{+0.02}_{-0.02}$	1.374	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.420			
03.0443	0.1178	20.37	–	19.12	–19.15	–	0.78 ± 0.16	$0.72^{+0.05}_{-0.07}$	0.952	–	–	$0.70^{+0.02}_{-0.02}$	1.093			
03.0495	0.2614	–	20.38	19.25	–19.82	–	5.38 ± 1.22	–	–	$0.32^{+0.01}_{-0.01}$	2.174	$0.40^{+0.06}_{-0.07}$	1.906			
03.0569	0.1810	–	22.41	21.27	–16.73	–20.01	1.67 ± 0.37	–	–	–	–	–	–			
03.0578	0.2200	–	21.59	20.93	–18.64	–19.52	1.58 ± 0.36	–	–	$0.13^{+0.01}_{-0.02}$	1.084	$0.21^{+0.05}_{-0.05}$	0.989			
03.0711	0.2620	–	21.34	20.51	–18.55	–20.44	2.51 ± 0.58	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.298	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.136			
03.0949	0.0330	19.40	–	17.56	–16.86	–	0.18 ± 0.02	$0.24^{+0.08}_{-0.03}$	0.897	–	–	$0.13^{+0.07}_{-0.07}$	1.225			
03.1299	0.1760	–	19.66	18.76	–19.94	–	5.02 ± 1.23	–	–	$0.13^{+0.02}_{-0.02}$	3.688	$0.10^{+0.01}_{-0.01}$	1.005			
03.1311	0.1760	–	20.30	19.36	–18.86	–21.69	2.09 ± 0.49	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.562	$0.04^{+0.01}_{-0.01}$	1.327			
14.0435	0.0684	–	18.71	17.91	–18.30	–	0.14 ± 0.02	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.481	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.395			
14.1257	0.2927	–	21.24	20.16	–19.44	–22.45	15.97 ± 2.15	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.859	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.490			
14.1329	0.3750	–	20.21	19.19	–21.00	–	13.03 ± 2.47	–	–	$0.43^{+0.01}_{-0.01}$	1.976	$0.48^{+0.01}_{-0.01}$	1.816			
14.9025	0.1550	–	19.57	18.69	–19.77	–	1.69 ± 0.39	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	3.280	$0.07^{+0.01}_{-0.00}$	2.186			
$0.4 < z < 1.2$																
03.0035	0.8804	24.06	22.69	21.12	–21.87	–23.70	171.47 ± 23.41	–	–	$0.28^{+0.08}_{-0.06}$	1.349	$0.31^{+0.06}_{-0.04}$	0.993	Sab (3.6)	2	R?
03.0062	0.8252	–	22.26	20.90	–21.84	–23.00	111.73 ± 13.74	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.545	$0.01^{+0.01}_{-0.01}$	1.439	Sbc (3.0)	1	
03.0085	0.6100	–	22.58	21.51	–19.98	–21.09	29.55 ± 2.67	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.274	–	–	Sd (5.1)	2	
03.0445	0.5300	22.84	–	20.40	–21.25	–	21.28 ± 4.27	$1.00^{+0.03}_{-0.00}$	0.992	–	–	$0.01^{+0.00}_{-0.00}$	1.038	Sbc (3.9)	2	R?
03.0507	0.4660	–	21.33	20.48	–20.47	–21.23	11.57 ± 2.71	–	–	$0.07^{+0.01}_{-0.12}$	1.325	$0.24^{+0.08}_{-0.08}$	1.227	Sab (3.2)	2	
03.0523	0.6508	23.03	22.00	20.99	–20.93	–21.73	68.65 ± 4.36	$0.34^{+0.29}_{-0.55}$	0.931	$0.53^{+0.04}_{-0.04}$	1.789	$0.42^{+0.05}_{-0.05}$	1.292	C/T	1	M 2
03.0533	0.8290	–	22.30	21.02	–21.38	–22.28	170.04 ± 23.67	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.096	$0.00^{+0.00}_{-0.00}$	1.170	Irr	1	R
03.0570	0.6480	–	22.67	21.69	–20.12	–20.58	29.97 ± 2.75	–	–	$0.03^{+0.05}_{-0.01}$	1.242	$0.42^{+0.06}_{-0.06}$	1.111	C	1	
03.0603	1.0480	–	21.26	20.37	–23.01	–23.71	435.58 ± 83.86	–	–	$0.43^{+0.01}_{-0.01}$	1.464	$0.73^{+0.01}_{-0.01}$	1.290	C	1	R
03.0615	1.0480	–	22.52	21.51	–21.66	–22.77	344.69 ± 62.39	–	–	$0.35^{+0.03}_{-0.04}$	1.390	$0.33^{+0.03}_{-0.03}$	1.306	C	3	
03.0776	0.8830	–	23.28	22.05	–20.69	–20.98	107.84 ± 14.25	–	–	$0.00^{+0.04}_{-0.08}$	0.992	$0.04^{+0.09}_{-0.09}$	1.061	C	1	
03.0916 ^d	1.0300	22.64	–	21.17	–22.23	–	503.26 ± 68.64	–	–	–	–	–	–	C	1	
03.0932	0.6478	23.54	–	21.18	–20.73	–22.85	97.18 ± 6.95	–	–	–	–	$0.00^{+0.00}_{-0.01}$	1.046	Sbc (7.0)	1	
03.1309	0.6170	–	21.65	20.77	–21.49	–23.00	89.28 ± 6.32	–	–	–	–	–	–		4	M 1

Table 3. continued.

CFRS ID (1)	z (2)	m_{450} (3)	m_{606} (4)	m_{814} (5)	$M_{AB}(B)$ (6)	$M_{AB}(K)$ (7)	$L_{IR}(10^{10} L_{\odot})$ (8)	B_{450}		V_{606}		I_{814}		Type ^a (15)	Q^b (16)	Int/M ^c (17)
								B/T (9)	χ^2 (10)	B/T (11)	χ^2 (12)	B/T (13)	χ^2 (14)			
03.1349	0.6155	–	21.67	20.38	–21.15	–22.63	56.77 \pm 3.38	–	–	0.28 ^{+0.01} _{–0.01}	1.179	0.39 ^{+0.09} _{–0.08}	0.873	Sab (4.5)	1	I2
03.1522	0.5870	25.73	–	21.74	–19.59	–21.96	46.13 \pm 3.02	–	–	–	–	0.22 ^{+0.16} _{–0.28}	0.994	S (9.0)	1	
03.1540	0.6898	22.95	–	20.61	–21.27	–	90.23 \pm 9.19	0.64 ^{+0.64} _{–0.36}	0.932	–	–	0.52 ^{+0.04} _{–0.06}	1.223	C	1	R?
03.9003	0.6189	22.58	–	20.47	–21.24	–	54.74 \pm 3.73	0.13 ^{+0.02} _{–0.04}	1.863	–	–	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	2.017	Irr	1	M 2
14.0302	0.5830	22.78	–	20.44	–20.98	–22.70	56.94 \pm 3.17	0.28 ^{+0.18} _{–0.16}	1.005	–	–	0.22 ^{+0.03} _{–0.04}	1.069	Sab (3.0)	2	R?
14.0393	0.6016	23.07	–	20.94	–21.64	–22.30	55.15 \pm 3.57	–	–	–	–	0.04 ^{+0.01} _{–0.01}	1.157	Sbc (3.6)	1	
14.0446	0.6030	–	21.15	19.88	–21.95	–	56.87 \pm 3.29	–	–	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.243	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.363	Sd (6.8)	1	
14.0547	1.1963	–	22.02	21.17	–23.12	–23.88	186.03 \pm 43.71	–	–	–	–	–	–		4	M 1
14.0600 ^e	1.0385	–	22.03	21.13	–22.04	–	369.49 \pm 61.12	–	–	–	–	–	–	Irr	1	
14.0663	0.7434	–	21.98	20.51	–21.65	–	148.43 \pm 18.98	–	–	0.02 ^{+0.01} _{–0.01}	1.241	0.15 ^{+0.01} _{–0.01}	1.155	Sbc (3.1)	2	
14.0711	1.1180	–	22.30	21.24	–22.50	–23.18	463.42 \pm 96.59	–	–	0.42 ^{+0.16} _{–0.06}	1.166	0.03 ^{+0.03} _{–0.05}	1.228	Irr	1	M 2
14.0725	0.5820	–	22.86	21.66	–19.47	–21.26	24.12 \pm 3.27	–	–	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.027	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.091	Irr	3	
14.0814	0.9995	–	23.56	22.04	–20.73	–22.02	163.02 \pm 84.25	–	–	0.01 ^{+0.01} _{–0.02}	1.076	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.159	Irr	3	R?
14.0998	0.4300	23.02	21.27	20.09	–20.32	–22.17	26.08 \pm 4.24	0.08 ^{+0.08} _{–0.00}	0.867	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.891	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.582	Irr	3	M 2
14.1042	0.8916	–	22.75	20.98	–21.60	–23.07	99.37 \pm 10.51	0.21 ^{+0.21} _{–0.28}	1.008	0.01 ^{+0.01} _{–0.01}	1.189	0.31 ^{+0.01} _{–0.01}	1.352	C	1	M 2
14.1129	0.8443	–	22.59	21.36	–21.86	–22.81	123.68 \pm 15.89	–	–	–	–	–	–		4	M 1
14.1139	0.6600	22.40	21.20	20.24	–22.02	–23.47	118.00 \pm 11.36	–	–	–	–	–	–		4	M 1
14.1157	1.0106	–	22.44	19.95	–23.11	–	1786 ^f	–	–	–	–	–	–		4	M 1
14.1190	0.7544	–	21.97	20.57	–21.58	–	92.43 \pm 9.42	–	–	0.02 ^{+0.01} _{–0.01}	1.309	0.03 ^{+0.00} _{–0.00}	1.373	Sd (2.6)	2	R?
14.1305	0.8069	–	23.29	21.59	–20.73	–	67.30 \pm 7.23	–	–	–	–	–	–		4	M 1
14.1350	1.0054	–	22.70	21.43	–21.44	–	297.35 \pm 139.92	–	–	0.01 ^{+0.01} _{–0.01}	1.085	0.00 ^{+0.00} _{–0.00}	1.171	Irr	2	
14.1415	0.7486	–	22.47	20.67	–21.48	–	87.44 \pm 9.98	–	–	0.23 ^{+0.02} _{–0.03}	1.076	0.42 ^{+0.02} _{–0.01}	1.142	C	2	R

Bibliographie

- M. Aaronson et J. Mould. A distance scale from the infrared magnitude/H I velocity-width relation. IV - The morphological type dependence and scatter in the relation; the distances to nearby groups. *Astrophys. J.*, 265:1–17, Février 1983.
- A. Abahamid, J. Vernin, Z. Benkhaldoun, A. Jabiri, M. Azouit, et A. Agabi. Seeing, outer scale of optical turbulence, and coherence outer scale at different astronomical sites using instruments on meteorological balloons. *Astron. Astrophys.*, 422:1123–1127, Août 2004.
- R. G. Abraham, R. S. Ellis, A. C. Fabian, N. R. Tanvir, et K. Glazebrook. The star formation history of the Hubble sequence: spatially resolved colour distributions of intermediate-redshift galaxies in the Hubble Deep Field. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 303:641–658, Mars 1999a.
- R. G. Abraham, M. R. Merrifield, R. S. Ellis, N. R. Tanvir, et J. Brinchmann. The evolution of barred spiral galaxies in the Hubble Deep Fields North and South. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 308:569–576, Septembre 1999b.
- R. G. Abraham, N. R. Tanvir, B. X. Santiago, R. S. Ellis, K. Glazebrook, et S. van den Bergh. Galaxy morphology to I=25 mag in the Hubble Deep Field. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 279:L47–L52, Avril 1996a.
- R. G. Abraham, F. Valdes, H. K. C. Yee, et S. van den Bergh. The morphologies of distant galaxies. 1: an automated classification system. *Astrophys. J.*, 432:75–90, Septembre 1994.
- R. G. Abraham et S. van den Bergh. The Morphological Evolution of Galaxies. *Science*, 293:1273–1278, Août 2001.
- R. G. Abraham, S. van den Bergh, K. Glazebrook, R. S. Ellis, B. X. Santiago, P. Surma, et R. E. Griffiths. The Morphologies of Distant Galaxies. II. Classifications from the Hubble Space Telescope Medium Deep Survey. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 107:1, Novembre 1996b.
- R. G. Abraham, S. van den Bergh, et P. Nair. A New Approach to Galaxy Morphology. I. Analysis of the Sloan Digital Sky Survey Early Data Release. *Astrophys. J.*, 588:218–229, Mai 2003.
- J. Allington-Smith et R. Content. Sampling and Background Subtraction in Fiber-Lenslet Integral Field Spectrographs. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 110:1216–1234, Octobre 1998.
- G. Altavilla, G. Fiorentino, M. Marconi, I. Musella, E. Cappellaro, R. Barbon, S. Benetti, A. Pastorello, M. Riello, M. Turatto, et L. Zampieri. Cepheid calibration of Type Ia supernovae and the Hubble constant. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349:1344–1352, Avril 2004.
- R. Arsenault, J. Alonso, H. Bonnet, J. Brynnel, B. Delabre, R. Donaldson, C. Dupuy, E. Fedrigo, J. Spyromilio, T. Erm, J. Farinato, N. Hubin, L. Ivanescu, M. Kasper, S. Oberti, J. Paufigue, S. Rossi, S. Tordo, S. Stroebele, J.-L. Lizon, P. Gigan, F. Poupard, F. Delplancke, A. Silber, M. Quattri, et R. Reiss. MACAO-VLTI first light: adaptive optics at the service of interferometry. *Messenger*, 112:7–12, Juin 2003.
- R. Arsenault, N. Hubin, M. Le Louarn, G. Monnet, et M. Sarazin. Towards an Adaptive Secondary for the VLT? *The Messenger*, 115:11–14, Mars 2004.
- F. Assémat, F. Hammer, E. Gendron, F. Sayède, P. Laporte, M. Marteaude, M. Puech, J.-M. Conan, T. Fusco, A. Liotard, et F. Zamkotsian. FALCON: a new generation spectrograph with adaptive

- optics for the ESO VLT. In J. D. Gonglewski et K. Stein, editors, *Optics in Atmospheric Propagation and Adaptive Systems VI*, volume 5237, pages 211–222. Proc. SPIE, Février 2004.
- R. Avila, J. Vernin, et S. Cuevas. Turbulence Profiles with Generalized SCIDAR at San Pedro Mártir Observatory and Isoplanatism Studies. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 110:1106–1116, Septembre 1998.
- H. W. Babcock. The Possibility of Compensating Astronomical Seeing. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 65: 229, Octobre 1953.
- R. Bacon, G. Adam, A. Baranne, G. Courtes, D. Dubet, J. P. Dubois, E. Emsellem, P. Ferruit, Y. Georgelin, G. Monnet, E. Pecontal, A. Rousset, et F. Say. 3D spectrography at high spatial resolution. I. Concept and realization of the integral field spectrograph TIGER. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 113:347, Octobre 1995.
- R. Bacon, Y. Copin, G. Monnet, B. W. Miller, J. R. Allington-Smith, M. Bureau, C. Marcella Carollo, R. L. Davies, E. Emsellem, H. Kuntschner, R. F. Peletier, E. K. Verolme, et P. Tim de Zeeuw. The SAURON project - I. The panoramic integral-field spectrograph. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 326: 23–35, Septembre 2001.
- W. E. Baggett, S. M. Baggett, et K. S. J. Anderson. Bulge-Disk Decomposition of 659 Spiral and Lenticular Galaxy Brightness Profiles. *Astron. J.*, 116:1626–1642, Octobre 1998.
- J. N. Bahcall et R. M. Soneira. The universe at faint magnitudes. I - Models for the galaxy and the predicted star counts. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 44:73–110, Septembre 1980.
- J. N. Bahcall et R. M. Soneira. The distribution of stars to $V = 16$ th magnitude near the north galactic pole - Normalization, clustering properties, and counts in various bands. *Astrophys. J.*, 246: 122–135, Mai 1981.
- A. J. Baker, R. I. Davies, M. D. Lehnert, N. A. Thatte, W. D. Vacca, O. R. Hainaut, M. J. Jarvis, G. K. Miley, et H. J. A. Röttgering. Galaxies in southern bright star fields. I. Near-infrared imaging. *Astron. Astrophys.*, 406:593–601, Août 2003.
- J. M. Beckers. Increasing the Size of the Isoplanatic Patch with Multiconjugate Adaptive Optics. In M. H. Ulrich, editor, *Very Large Telescopes and their Instrumentation*, pages 693–703. ESO Conference and Workshop Proceedings, 1988.
- D. Bello, J.-M. Conan, G. Rousset, et R. Ragazzoni. Signal to noise ratio of layer-oriented measurements for multiconjugate adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 410:1101–1106, Novembre 2003a.
- D. Bello, C. Vérinaud, J. Conan, T. Fusco, M. Carbillet, et S. Esposito. Comparison of different 3D wavefront sensing and reconstruction techniques for MCAO. In P. L. Wizinowich et D. Bonaccini, editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839, pages 554–565. Proc. SPIE, Février 2003b.
- C. L. Bennett, M. Halpern, G. Hinshaw, N. Jarosik, A. Kogut, M. Limon, S. S. Meyer, L. Page, D. N. Spergel, G. S. Tucker, E. Wollack, E. L. Wright, C. Barnes, M. R. Greason, R. S. Hill, E. Komatsu, M. R. Nolta, N. Odegard, H. V. Peiris, L. Verde, et J. L. Weiland. First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Preliminary Maps and Basic Results. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 148:1–27, Septembre 2003.
- E. Bertin et S. Arnouts. SExtractor: Software for source extraction. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 117:393–404, Juin 1996.
- R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, J. P. Blakeslee, T. J. Broadhurst, et M. Franx. Galaxy Size Evolution at High Redshift and Surface Brightness Selection Effects: Constraints from the Hubble Ultra Deep Field. *Astrophys. J., Lett.*, 611:L1–L4, Août 2004a.
- R. J. Bouwens, G. D. Illingworth, R. I. Thompson, J. P. Blakeslee, M. E. Dickinson, T. J. Broadhurst, D. J. Eisenstein, X. Fan, M. Franx, G. Meurer, et P. van Dokkum. Star Formation at $z \sim 6$: The Hubble Ultra Deep Parallel Fields. *Astrophys. J., Lett.*, 606:L25–L28, Mai 2004b.
- J. Brinchmann, R. Abraham, D. Schade, L. Tresse, R. S. Ellis, S. Lilly, O. Le Fevre, K. Glazebrook,

- F. Hammer, M. Colless, D. Crampton, et T. Broadhurst. Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. I. Morphological Properties. *Astrophys. J.*, 499:112, Mai 1998.
- D. Burgarella, V. Buat, J. Donas, B. Milliard, et S. Chapelon. The ultraviolet visibility and quantitative morphology of galactic disks at low and high redshift. *Astron. Astrophys.*, 369:421–431, Avril 2001.
- S. M. Carroll, W. H. Press, et E. L. Turner. The cosmological constant. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 30:499–542, 1992.
- S. Casertano, D. de Mello, M. Dickinson, H. C. Ferguson, A. S. Fruchter, R. A. Gonzalez-Lopezlira, I. Heyer, R. N. Hook, Z. Levay, R. A. Lucas, J. Mack, R. B. Makidon, M. Mutchler, T. E. Smith, M. Stiavelli, M. S. Wiggs, et R. E. Williams. WFPC2 Observations of the Hubble Deep Field South. *Astron. J.*, 120:2747–2824, Décembre 2000.
- J. Charton, Z. Hubert, E. Stadler, W. Scharztz, et J. Beuzit. System level simulation of micro-mirrors for adaptive optics. In E. Atad-Ettinger et S. D’Odorico, editors, *Specialized Optical Developments in Astronomy*, volume 4842, pages 207–218. Proc. SPIE, Février 2003.
- François Chassat. *Propagation optique à travers la turbulence atmosphérique. Etude modale de l’anisoplanétisme et application à l’optique adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris XI - Orsay, 1992.
- M. Chun. The Useful Field of View of an Adaptive Optics System. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 110:317–329, Mars 1998.
- J. G. Cohen, L. L. Cowie, D. W. Hogg, A. Songaila, R. Blandford, E. M. Hu, et P. Shopbell. Redshift Clustering in the Hubble Deep Field. *Astrophys. J., Lett.*, 471:L5+, Novembre 1996.
- Jean-Marc Conan. *Etude de la correction partielle en Optique Adaptative*. Thèse de doctorat, Université Paris XI - Orsay, 1994.
- Rodolphe Conan. *Modélisation des effets de l’échelle externe de cohérence spatiale du front d’onde pour l’observation à Haute Résolution Angulaire en Astronomie. Application à l’Optique Adaptative, à l’Interférométrie et aux Très Grands Télescopes*. Thèse de doctorat, Université Nice - Sophia Antipolis, 2000.
- C. J. Conselice. The Relationship between Stellar Light Distributions of Galaxies and Their Formation Histories. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 147:1–28, Juillet 2003.
- C. J. Conselice, M. A. Bershadsky, M. Dickinson, et C. Papovich. A Direct Measurement of Major Galaxy Mergers at z lower than 3. *Astron. J.*, 126:1183–1207, Septembre 2003.
- G. Courtes. An Integral Field Spectrograph (IFS) for Large Telescopes. In *ASSL Vol. 92: IAU Colloq. 67: Instrumentation for Astronomy with Large Optical Telescopes*, page 123, 1982.
- D. Crampton, O. Le Fevre, S. J. Lilly, et F. Hammer. The Canada-France Redshift Survey. V. Global Properties of the Sample. *Astrophys. J.*, 455:96, Décembre 1995.
- F. Cuby. Night Sky Brightness During Sunspot Maximum at Paranal. *The Messenger*, 101:3–9, Septembre 2000.
- G. de Vaucouleurs. Recherches sur les Nebuleuses Extragalactiques. *Annales d’Astrophysique*, 11:247, Janvier 1948.
- G. de Vaucouleurs. Classification and Morphology of External Galaxies. *Handbuch der Physik*, 53:275, 1959.
- G. de Vaucouleurs. Revised Classification of 1500 Bright Galaxies. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 8:31, Avril 1963.
- G. de Vaucouleurs, A. de Vaucouleurs, et J. R. Corwin. *Second reference catalogue of bright galaxies*. University of Texas Press, 1976.
- R. H. Dicke. Phase-contrast detection of telescope seeing errors and their correction. *Astrophys. J.*, 198:605–615, Juin 1975.

- M. Dickinson, C. Papovich, H. C. Ferguson, et T. Budavári. The Evolution of the Global Stellar Mass Density at $0 < z < 3$. *Astrophys. J.*, 587:25–40, Avril 2003.
- E. Diolaiti, R. Ragazzoni, et M. Tordi. Closed loop performance of a layer-oriented multi-conjugate adaptive optics system. *Astron. Astrophys.*, 372:710–718, Juin 2001.
- S. Djorgovski et M. Davis. Fundamental properties of elliptical galaxies. *Astrophys. J.*, 313:59–68, Février 1987.
- A. Dressler, D. Lynden-Bell, D. Burstein, R. L. Davies, S. M. Faber, R. Terlevich, et G. Wegner. Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator. *Astrophys. J.*, 313:42–58, Février 1987.
- D. Elbaz, C. J. Cesarsky, P. Chaniel, H. Aussel, A. Franceschini, D. Fadda, et R. R. Chary. The bulk of the cosmic infrared background resolved by ISOCAM. *Astron. Astrophys.*, 384:848–865, Mars 2002.
- B. L. Ellerbroek. First-order performance evaluation of adaptive-optics systems for atmospheric-turbulence compensation in extended-field-of-view astronomical telescopes. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11:783–805, Février 1994.
- B. L. Ellerbroek. Efficient computation of minimum-variance wave-front reconstructors with sparse matrix techniques. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19:1803–1816, Septembre 2002.
- B. L. Ellerbroek, F. J. Rigaut, B. J. Bauman, C. Boyer, S. L. Browne, R. A. Buchroeder, J. W. Catone, P. Clark, C. d’Orgeville, D. T. Gavel, G. Herriot, M. R. Hunten, E. James, E. J. Kibblewhite, I. T. McKinnie, J. T. Murray, D. Rabaud, L. K. Saddlemyer, J. Sebag, J. Stillburn, J. M. Telle, et J. Veran. Multiconjugate adaptive optics for Gemini-South. In P. L. Wizinowich et D. Bonaccini, editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839, pages 55–66. Proc. SPIE, Février 2003.
- R. S. Ellis, R. G. Abraham, et M. Dickinson. The Relative Star Formation Histories of Spiral Bulges and Elliptical Galaxies in the Hubble Deep Fields. *Astrophys. J.*, 551:111–130, Avril 2001.
- D. K. Erb, A. E. Shapley, C. C. Steidel, M. Pettini, K. L. Adelberger, M. P. Hunt, A. F. M. Moorwood, et J. Cuby. $H\alpha$ Spectroscopy of Galaxies at $z \lesssim 2$: Kinematics and Star Formation. *Astrophys. J.*, 591:101–118, Juillet 2003.
- S. M. Faber et R. E. Jackson. Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *Astrophys. J.*, 204:668–683, Mars 1976.
- R. L. Fante. Electromagnetic beam propagation in turbulent media. *Proc. IEEE*, 63:1669–1692, Décembre 1975.
- P. Feautrier, G. Rousset, R. J. Dorn, C. Cavadore, J. Charton, C. Cumani, T. Fusco, N. N. Hubin, P. Y. Kern, J. Lizon, Y. Magnard, P. Puget, D. Rabaud, P. Rabou, et E. Stadler. Performance and results of the NAOS visible wavefront sensor. In P. L. Wizinowich et D. Bonaccini, editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839, pages 250–258, Février 2003.
- B. Femenía et N. Devaney. Optimization with numerical simulations of the conjugate altitudes of deformable mirrors in an MCAO system. *Astron. Astrophys.*, 404:1165–1176, Juin 2003.
- H. C. Ferguson, M. Dickinson, et R. Williams. The Hubble Deep Fields. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 38:667–715, 2000.
- H. Flores, F. Hammer, D. Elbaz, C. J. Cesarsky, Y. C. Liang, D. Fadda, et N. Gruel. Star formation rates of distant luminous infrared galaxies derived from $H\alpha$ and IR luminosities. *Astron. Astrophys.*, 415:885–888, Mars 2004a.
- H. Flores, F. Hammer, T. X. Thuan, C. Césarsky, F. X. Desert, A. Omont, S. J. Lilly, S. Eales, D. Crampton, et O. Le Fèvre. 15 Micron Infrared Space Observatory Observations of the 1415+52 Canada-France Redshift Survey Field: The Cosmic Star Formation Rate as Derived from Deep Ultraviolet, Optical, Mid-Infrared, and Radio Photometry. *Astrophys. J.*, 517:148–167, Mai 1999.

- H. Flores, M. Puech, F. Hammer, O. Garrido, et O. Hernandez. GIRAFFE multiple integral field units at VLT: A unique tool to recover velocity fields of distant galaxies. *Astron. Astrophys.*, 420: L31–L34, Juin 2004b.
- R. Foy et A. Labeyrie. Feasibility of adaptive telescope with laser probe. *Astron. Astrophys.*, 152: L29–L31, Novembre 1985.
- R. Foy, A. Migus, F. Biraben, G. Grynberg, P. R. McCullough, et M. Tallon. The polychromatic artificial sodium star: a new concept for correcting the atmospheric tilt. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 111:569, Juin 1995.
- A. Franceschini, S. Berta, D. Rigopoulou, H. Aussel, C. J. Cesarsky, D. Elbaz, R. Genzel, E. Moy, S. Oliver, M. Rowan-Robinson, et P. P. Van der Werf. Infrared spectroscopy of faint 15 μ m sources in the Hubble Deep Field South: First hints at the properties of the sources of the IR background. *Astron. Astrophys.*, 403:501–522, Mai 2003.
- W. L. Freedman, B. F. Madore, B. K. Gibson, L. Ferrarese, D. D. Kelson, S. Sakai, J. R. Mould, R. C. Kennicutt, H. C. Ford, J. A. Graham, J. P. Huchra, S. M. G. Hughes, G. D. Illingworth, L. M. Macri, et P. B. Stetson. Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Astrophys. J.*, 553:47–72, Mai 2001.
- K. C. Freeman. On the Disks of Spiral and so Galaxies. *Astrophys. J.*, 160:811, Juin 1970.
- Z. Frei, P. Guhathakurta, J. E. Gunn, et J. A. Tyson. A Catalog of Digital Images of 113 Nearby Galaxies. *Astron. J.*, 111:174, Janvier 1996.
- D. L. Fried. Statistics of a Geometric Representation of Wavefront Distortion. *J. Opt. Soc. Am.*, 55: 1427–1435, 1965.
- D. L. Fried. Anisoplanatism in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am.*, 72:52, Janvier 1982.
- D. L. Fried. Time-delay-induced mean-square error in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 7:1224–1227, Juillet 1990.
- A. Fuchs, M. Tallon, et J. Vernin. Focusing on a Turbulent Layer: Principle of the “Generalized SCIDAR”. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 110:86–91, Janvier 1998.
- M. Fukugita, T. Ichikawa, J. E. Gunn, M. Doi, K. Shimasaku, et D. P. Schneider. The Sloan Digital Sky Survey Photometric System. *Astron. J.*, 111:1748, Avril 1996.
- T. Fusco, J. Conan, V. Michau, L. M. Mugnier, et G. Rousset. Phase estimation for large field of view: application to multiconjugate adaptive optics. In M. C. Roggemann et L. R. Bissonnette, editors, *Propagation and Imaging through the Atmosphere III*, volume 3763, pages 125–133. Proc. SPIE, Octobre 1999.
- T. Fusco, J. Conan, V. Michau, G. Rousset, et F. Assemat. Multiconjugate adaptive optics: comparison of phase reconstruction approaches for large field of view. In J. D. Gonglewski, G. W. Kamerman, A. Kohnle, U. Schreiber, et C. H. Werner, editors, *Atmospheric Propagation, Adaptive Systems, and Laser Radar Technology for Remote Sensing*, volume 4167, pages 168–179. Proc. SPIE, Janvier 2001.
- T. Fusco, J.-M. Conan, L. M. Mugnier, V. Michau, et G. Rousset. Characterization of adaptive optics point spread function for anisoplanatic imaging. Application to stellar field deconvolution. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 142:149–156, Février 2000.
- T. Fusco, G. Rousset, D. Rabaud, E. Gendron, D. Mouillet, F. Lacombe, G. Zins, P.-Y. Madec, A.-M. Lagrange, J. Charton, D. Rouan, N. Hubin, et N. Ageorges. NAOS on-line characterization of turbulence parameters and adaptive-optics performance. *J. Opt. A*, 6:585–596, Juin 2004.
- Thierry Fusco. *Correction partielle et Anisoplanétisme en Optique Adaptative : traitements a posteriori et Optique Adaptative Multiconjuguée*. Thèse de doctorat, Université Nice - Sophia Antipolis, 2000.
- O. Garrido, M. Marcelin, et P. Amram. GHASP: an H α kinematic survey of spiral and irregular galaxies - III. 15 new velocity fields and study of 46 rotation curves. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349:225–239, Mars 2004.

- O. Garrido, M. Marcelin, P. Amram, et O. Boissin. GHASP: An H α kinematic survey of spiral and irregular galaxies. II. Velocity fields and rotation curves of 15 galaxies. *Astron. Astrophys.*, 399: 51–61, Février 2003.
- O. Garrido, M. Marcelin, P. Amram, et J. Boulesteix. GHASP: An H α kinematic survey of spiral and irregular galaxies. I. Velocity fields and rotation curves of 23 galaxies. *Astron. Astrophys.*, 387: 821–829, Juin 2002.
- K. Gebhardt, S. M. Faber, D. C. Koo, M. Im, L. Simard, G. D. Illingworth, A. C. Phillips, V. L. Sarajedini, N. P. Vogt, B. Weiner, et C. N. A. Willmer. The DEEP Groth Strip Survey. IX. Evolution of the Fundamental Plane of Field Galaxies. *Astrophys. J.*, 597:239–262, Novembre 2003.
- E. Gendron, A. Coustenis, P. Drossart, M. Combes, M. Hirtzig, F. Lacombe, D. Rouan, C. Collin, S. Pau, A.-M. Lagrange, D. Mouillet, P. Rabou, T. Fusco, et G. Zins. VLT/NACO adaptive optics imaging of Titan. *Astron. Astrophys.*, 417:L21–L24, Avril 2004.
- Eric Gendron. *Optimisation de la commande modale en Optique Adaptative : applications en astronomie*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1995.
- R. Genzel et C. J. Cesarsky. Extragalactic Results from the Infrared Space Observatory. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 38:761–814, 2000.
- M. Giavalisco. Lyman-Break Galaxies. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 40:579–641, 2002.
- M. Giavalisco, H. C. Ferguson, A. M. Koekemoer, M. Dickinson, D. M. Alexander, F. E. Bauer, J. Bergeron, C. Biagetti, W. N. Brandt, S. Casertano, C. Cesarsky, E. Chatzichristou, C. Conselice, S. Cristiani, L. Da Costa, T. Dahlen, D. de Mello, P. Eisenhardt, T. Erben, S. M. Fall, C. Fassnacht, R. Fosbury, A. Fruchter, J. P. Gardner, N. Grogin, R. N. Hook, A. E. Hornschemeier, R. Idzi, S. Jogee, C. Kretchmer, V. Laidler, K. S. Lee, M. Livio, R. Lucas, P. Madau, B. Mobasher, L. A. Moustakas, M. Nonino, P. Padovani, C. Papovich, Y. Park, S. Ravindranath, A. Renzini, M. Richardson, A. Riess, P. Rosati, M. Schirmer, E. Schreier, R. S. Somerville, H. Spinrad, D. Stern, M. Stiavelli, L. Strolger, C. M. Urry, B. Vandame, R. Williams, et C. Wolf. The Great Observatories Origins Deep Survey: Initial Results from Optical and Near-Infrared Imaging. *Astrophys. J., Lett.*, 600:L93–L98, Janvier 2004.
- M. Giavalisco, M. Livio, R. C. Bohlin, F. D. Macchetto, et T. P. Stecher. On the Morphology of the HST Faint Galaxies. *Astron. J.*, 112:369, Août 1996.
- L. Gilles, B. L. Ellerbroek, et C. R. Vogel. Preconditioned conjugate gradient wave-front reconstructors for multiconjugate adaptive optics. *Appl. Opt.*, 42:5233–5250, Septembre 2003.
- L. Gilles, C. R. Vogel, et B. L. Ellerbroek. Multigrid preconditioned conjugate-gradient method for large-scale wave-front reconstruction. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19:1817–1822, Septembre 2002.
- R. Giovanelli, M. P. Haynes, J. J. Salzer, G. Wegner, L. N. da Costa, et W. Freudling. Dependence on Luminosity of Photometric Properties of Disk Galaxies: Surface Brightness, Size, and Internal Extinction. *Astron. J.*, 110:1059, Septembre 1995.
- T. M. Glassman, J. E. Larkin, et D. Lafrenière. Morphological Evolution of Distant Galaxies from Adaptive Optics Imaging. *Astrophys. J.*, 581:865–875, Décembre 2002.
- S. N. Goderya et S. M. Lolling. Morphological Classification of Galaxies using Computer Vision and Artificial Neural Networks: A Computational Scheme. *Astrophys. Space. Sci.*, 279:377–387, 2002.
- Nicolas Gruel. *Nature et formation des galaxies : les galaxies compactes lumineuses*. Thèse de doctorat, Observatoire de Paris, 2001.
- R. Guzmán, G. Östlin, D. Kunth, M. A. Bershadsky, D. C. Koo, et M. A. Pahre. Stellar Masses of Luminous Compact Blue Galaxies at Redshifts $z = 0.4$ – 1.2 . *Astrophys. J., Lett.*, 586:L45–L48, Mars 2003.
- R. Guzman, J. Gallego, D. C. Koo, A. C. Phillips, J. D. Lowenthal, S. M. Faber, G. D. Illingworth, et N. P. Vogt. The Nature of Compact Galaxies in the Hubble Deep Field. II. Spectroscopic Properties

- and Implications for the Evolution of the Star Formation Rate Density of the Universe. *Astrophys. J.*, 489:559, Novembre 1997.
- F. Hammer, D. Crampton, O. Le Fevre, et S. J. Lilly. The Canada-France Redshift Survey. IV. Spectroscopic Selection Effects and 0300+00 Field Spectroscopic Data. *Astrophys. J.*, 455:88, Décembre 1995.
- F. Hammer, H. Flores, S. J. Lilly, D. Crampton, O. Le Fevre, C. Rola, G. Mallen-Ornelas, D. Schade, et L. Tresse. Canada-France Redshift Survey. XIV. Spectral Properties of Field Galaxies up to $z=1$. *Astrophys. J.*, 481:49, Mai 1997.
- F. Hammer, N. Gruel, T. X. Thuan, H. Flores, et L. Infante. Luminous Compact Galaxies at Intermediate Redshifts: Progenitors of Bulges of Massive Spirals? *Astrophys. J.*, 550:570–584, Avril 2001.
- F. Hammer, F. Sayède, E. Gendron, T. Fusco, D. Burgarella, V. Cayatte, J. Conan, F. Courbin, H. Flores, I. Guinouard, L. Jocou, A. Lançon, G. Monnet, M. Mouhcine, F. Rigaud, D. Rouan, G. Rousset, V. Buat, et F. Zamkotsian. The FALCON Concept: Multi-Object Spectroscopy Combined with MCAO in Near-IR. In *Scientific Drivers for ESO Future VLT/VLTI Instrumentation*, page 139, 2002.
- R. W. Hanuschik. A flux-calibrated, high-resolution atlas of optical sky emission from UVES. *Astron. Astrophys.*, 407:1157–1164, Septembre 2003.
- J. W. Hardy, J. E. Lefebvre, et C. L. Koliopoulos. Real-time atmospheric compensation. *J. Opt. Soc. Am.*, 67:360–369, Mars 1977.
- S. Hatton, J. E. G. Devriendt, S. Ninin, F. R. Bouchet, B. Guiderdoni, et D. Vibert. GALICS- I. A hybrid N-body/semi-analytic model of hierarchical galaxy formation. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 343:75–106, Juillet 2003.
- F. Henault, R. Bacon, C. Bonneville, D. Boudon, R. L. Davies, P. Ferruit, G. F. Gilmore, O. LeFevre, J. Lemonnier, S. Lilly, S. L. Morris, E. Prieto, M. Steinmetz, et P. T. de Zeeuw. MUSE: a second-generation integral-field spectrograph for the VLT. In M. Iye et A. F. M Moorwood, editors, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, volume 4841, pages 1096–1107. Proc. SPIE, Mars 2003.
- E. P. Hubble. Extragalactic nebulae. *Astrophys. J.*, 64:321–369, Décembre 1926.
- E. P. Hubble. Realm of the Nebulae. *Yale University Press*, 1936.
- P. A. James, N. S. Shane, J. E. Beckman, A. Cardwell, C. A. Collins, J. Etherton, R. S. de Jong, K. Fathi, J. H. Knapen, R. F. Peletier, S. M. Percival, D. L. Pollacco, M. S. Seigar, S. Stedman, et I. A. Steele. The $H\alpha$ galaxy survey. I. The galaxy sample, $H\alpha$ narrow-band observations and star formation parameters for 334 galaxies. *Astron. Astrophys.*, 414:23–43, Janvier 2004.
- R. A. Jansen, M. Franx, et D. Fabricant. [O II] As a Tracer of Current Star Formation. *Astrophys. J.*, 551:825–832, Avril 2001.
- R. A. Jansen, M. Franx, D. Fabricant, et N. Caldwell. Surface Photometry of Nearby Field Galaxies: The Data. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 126:271–329, Février 2000.
- H. L. Johnson. Infrared Photometry of M-Dwarf Stars. *Astrophys. J.*, 141:170, Janvier 1965.
- H. L. Johnson et W. W. Morgan. Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas. *Astrophys. J.*, 117:313, Mai 1953.
- D. C. Johnston et B. M. Welsh. Analysis of multiconjugate adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 11: 394–408, Janvier 1994.
- B. C. Kelly et T. A. McKay. Morphological Classification of Galaxies by Shapelet Decomposition in the Sloan Digital Sky Survey. *Astron. J.*, 127:625–645, Février 2004.
- R. C. Kennicutt. A spectrophotometric atlas of galaxies. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 79:255–284, Avril 1992a.

- R. C. Kennicutt. The integrated spectra of nearby galaxies - General properties and emission-line spectra. *Astrophys. J.*, 388:310–327, Avril 1992b.
- R. C. Kennicutt. Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 36:189–232, 1998a.
- R. C. Kennicutt. The Global Schmidt Law in Star-forming Galaxies. *Astrophys. J.*, 498:541, Mai 1998b.
- R. C. Kennicutt, P. Tamblyn, et C. E. Congdon. Past and future star formation in disk galaxies. *Astrophys. J.*, 435:22–36, Novembre 1994.
- S. M. Kent. CCD Surface Photometry of field galaxies. II. Bulge/Disk decompositions. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 59:115, Octobre 1985.
- A. L. Kinney, D. Calzetti, R. C. Bohlin, K. McQuade, T. Storchi-Bergmann, et H. R. Schmitt. Template Ultraviolet to Near-Infrared Spectra of Star-forming Galaxies and Their Application to K-Corrections. *Astrophys. J.*, 467:38, Août 1996.
- V. A. Klueckers, N. J. Wooder, T. W. Nicholls, M. J. Adcock, I. Munro, et J. C. Dainty. Profiling of atmospheric turbulence strength and velocity using a generalised SCIDAR technique. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 130:141–155, Mai 1998.
- T. Kodama, R. G. Bower, et E. F. Bell. The colour-magnitude relation of early-type galaxies in the Hubble Deep Field. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 306:561–566, Juillet 1999.
- A. N. Kolmogorov. The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid for very large Reynolds numbers. *Dan SSSR*, 30:301–305, 1941.
- D. C. Koo, R. Guzman, S. M. Faber, G. D. Illingworth, M. A. Bershadsky, R. G. Kron, et M. Takamiya. High-resolution spectra of distant compact narrow emission line galaxies: Progenitors of spheroidal galaxies. *Astrophys. J., Lett.*, 440:L49–L52, Février 1995.
- D. C. Koo et R. G. Kron. QSO counts - A complete survey of stellar objects to $B = 23$. *Astron. Astrophys.*, 105:107–119, Janvier 1982.
- L. V. E. Koopmans, T. Treu, C. D. Fassnacht, R. D. Blandford, et G. Surpi. The Hubble Constant from the Gravitational Lens B1608+656. *Astrophys. J.*, 599:70–85, Décembre 2003.
- J. Koornneef. Near-infrared photometry. II - Intrinsic colours and the absolute calibration from one to five micron. *Astron. Astrophys.*, 128:84–93, Novembre 1983.
- I. Labbé, M. Franx, G. Rudnick, N. M. F. Schreiber, H. Rix, A. Moorwood, P. G. van Dokkum, P. van der Werf, H. Röttgering, L. van Starckenburg, A. van de Wel, K. Kuijken, et E. Daddi. Ultra-deep Near-Infrared ISAAC Observations of the Hubble Deep Field South: Observations, Reduction, Multicolor Catalog, and Photometric Redshifts. *Astron. J.*, 125:1107–1123, Mars 2003.
- A. Labeyrie. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astron. Astrophys.*, 6:85, Mai 1970.
- R. G. Lane, A. Glindemann, et J. C. Dainty. Simulation of a Kolmogorov phase screen. *Waves in Random Media*, 2:209–224, Juillet 1992.
- M. Langlois, C. D. Saunter, C. N. Dunlop, R. M. Myers, et G. Loves. Multiconjugate adaptive optics: laboratory experience. *Optics Express*, 12:1689 – 1699, Avril 2004.
- J. E. Larkin et T. M. Glassman. Faint Field Galaxies around Bright Stars: A New Strategy for Imaging at the Diffraction Limit. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 111:1410–1420, Novembre 1999.
- J. E. Larkin, T. M. Glassman, P. Wizinowich, D. S. Acton, O. Lai, A. V. Filippenko, A. L. Coil, et T. Matheson. Exploring the Structure of Distant Galaxies with Adaptive Optics on the Keck II Telescope. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 112:1526–1531, Décembre 2000.
- O. Le Fèvre, R. Abraham, S. J. Lilly, R. S. Ellis, J. Brinchmann, D. Schade, L. Tresse, M. Colless, D. Crampton, K. Glazebrook, F. Hammer, et T. Broadhurst. Hubble Space Telescope imaging of the

- CFRS and LDSS redshift surveys - IV. Influence of mergers in the evolution of faint field galaxies from $z \sim 1$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 311:565–575, Janvier 2000.
- O. Le Fevre, D. Crampton, S. J. Lilly, F. Hammer, et L. Tresse. The Canada-France Redshift Survey. II. Spectroscopic Program: Data for the 0000-00 and 1000+25 Fields. *Astrophys. J.*, 455:60, Décembre 1995.
- M. Le Louarn. Multi-Conjugate Adaptive Optics with laser guide stars: performance in the infrared and visible. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 334:865–874, Août 2002.
- M. Le Louarn et N. Hubin. Wide-field adaptive optics for deep-field spectroscopy in the visible. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 349:1009–1018, Avril 2004.
- M. Le Louarn, N. Hubin, M. Sarazin, et A. Tokovinin. New challenges for adaptive optics: extremely large telescopes. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 317:535–544, Septembre 2000.
- M. L. Le Louarn et M. Tallon. Analysis of modes and behavior of a multiconjugate adaptive optics system. *J. Opt. Soc. Am. A*, 19:912–925, Mai 2002.
- Brice Le Roux. *Commande optimale en Optique Adaptative et Optique Adaptative Multiconjuguée*. Thèse de doctorat, Université Nice - Sophia Antipolis, 2003.
- P. Lena. *Méthodes physiques de l'observation. Deuxième édition*. CNRS éditions, 1998.
- Y. C. Liang, F. Hammer, H. Flores, N. Gruel, et **F. Assémat**. Misleading results from low-resolution spectroscopy: From galaxy interstellar medium chemistry to cosmic star formation density. *Astron. Astrophys.*, 417:905–918, Avril 2004.
- Yan-Chun Liang, F. Hammer, H. Flores, D. Elbaz, et C. J. Cesarsky. The luminosity-metallicity relation of distant luminous infrared galaxies. *Astron. Astrophys.*, *accepté*, 2004.
- S. Lilly, D. Schade, R. Ellis, O. Le Fevre, J. Brinchmann, L. Tresse, R. Abraham, F. Hammer, D. Crampton, M. Colless, K. Glazebrook, G. Mallen-Ornelas, et T. Broadhurst. Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. II. Structural Parameters and the Evolution of Disk Galaxies to Z approximately 1. *Astrophys. J.*, 500:75, Juin 1998.
- S. J. Lilly, F. Hammer, O. Le Fevre, et D. Crampton. The Canada-France Redshift Survey. III. “Single Emission-Line” Objects, Analysis of Repeat Observations, and Spectroscopic Identifications in the 1415+52 and 2215+00 Fields. *Astrophys. J.*, 455:75, Décembre 1995a.
- S. J. Lilly, O. Le Fevre, D. Crampton, F. Hammer, et L. Tresse. The Canada-France Redshift Survey. I. Introduction to the Survey, Photometric Catalogs, and Surface Brightness Selection Effects. *Astrophys. J.*, 455:50, Décembre 1995b.
- S. J. Lilly, O. Le Fevre, F. Hammer, et D. Crampton. The Canada-France Redshift Survey: The Luminosity Density and Star Formation History of the Universe to Z approximately 1. *Astrophys. J., Lett.*, 460:L1+, Mars 1996.
- J. D. Lowenthal, D. C. Koo, R. Guzman, J. Gallego, A. C. Phillips, S. M. Faber, N. P. Vogt, G. D. Illingworth, et C. Gronwall. Keck Spectroscopy of Redshift Z approximately 3 Galaxies in the Hubble Deep Field. *Astrophys. J.*, 481:673, Mai 1997.
- C. Möllenhoff. Disk-bulge decompositions of spiral galaxies in UBVRI. *Astron. Astrophys.*, 415:63–76, Février 2004.
- L. A. MacArthur, S. Courteau, et J. A. Holtzman. Structure of Disk-dominated Galaxies. I. Bulge/Disk Parameters, Simulations, and Secular Evolution. *Astrophys. J.*, 582:689–722, Janvier 2003.
- P. Madau, H. C. Ferguson, M. E. Dickinson, M. Giavalisco, C. C. Steidel, et A. Fruchter. High-redshift galaxies in the Hubble Deep Field: colour selection and star formation history to $z \sim 4$. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 283:1388–1404, Décembre 1996.
- P. Madau et L. Pozzetti. Deep galaxy counts, extragalactic background light and the stellar baryon budget. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 312:L9–L15, Février 2000.

- P. Madau, L. Pozzetti, et M. Dickinson. The Star Formation History of Field Galaxies. *Astrophys. J.*, 498:106, Mai 1998.
- T. Maihara, F. Iwamuro, T. Yamashita, D. N. B. Hall, L. L. Cowie, A. T. Tokunaga, et A. Pickles. Observations of the OH airglow emission. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 105:940–944, Septembre 1993.
- F. Mannucci, F. Basile, B. M. Poggianti, A. Cimatti, E. Daddi, L. Pozzetti, et L. Vanzi. Near-infrared template spectra of normal galaxies: k-corrections, galaxy models and stellar populations. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 326:745–758, Septembre 2001.
- F. R. Marleau et L. Simard. Quantitative Morphology of Galaxies in the Hubble Deep Field. *Astrophys. J.*, 507:585–600, Novembre 1998.
- F. Martin, R. Conan, A. Tokovinin, A. Ziad, H. Trinquet, J. Borgnino, A. Agabi, et M. Sarazin. Optical parameters relevant for High Angular Resolution at Paranal from GSM instrument and surface layer contribution. *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 144:39–44, Mai 2000.
- J. C. Mather, E. S. Cheng, R. E. Eplee, R. B. Isaacman, S. S. Meyer, R. A. Shafer, R. Weiss, E. L. Wright, C. L. Bennett, N. W. Boggess, E. Dwek, S. Gulkis, M. G. Hauser, M. Janssen, T. Kelsall, P. M. Lubin, S. H. Moseley, T. L. Murdock, R. F. Silverberg, G. F. Smoot, et D. T. Wilkinson. A preliminary measurement of the cosmic microwave background spectrum by the Cosmic Background Explorer (COBE) satellite. *Astrophys. J., Lett.*, 354:L37–L40, Mai 1990.
- D. S. Mathewson, V. L. Ford, et M. Buchhorn. A southern sky survey of the peculiar velocities of 1355 spiral galaxies. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 81:413–659, Août 1992.
- W. Mattig. Über den Zusammenhang zwischen Rotverschiebung und scheinbarer Helligkeit. *Astronomische Nachrichten*, 284:109, Mai 1958.
- B. L. McGlamery. Computer simulation studies of compensation of turbulence degraded images. In *Image processing*, pages 225–233. Proc. SPIE, 1976.
- P. J. McGregor, P. Conroy, G. Bloxham, et J. van Harmelen. Near-infrared integral-field spectrograph (NIFS): An instrument proposed for Gemini. *Publications of the Astronomical Society of Australia*, 16:273–87, Décembre 1999.
- F. Menanteau, R. G. Abraham, et R. S. Ellis. Evidence for evolving spheroidals in the Hubble Deep Fields North and South. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 322:1–12, Mars 2001.
- G. Molodij et G. Rousset. Angular correlation of Zernike polynomials for a laser guide star in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 14:1949–1966, Août 1997.
- D. B. A. Monet, B. Canzian, C. Dahn, H. Guetter, H. Harris, A. Henden, S. Levine, C. Luginbuhl, A. K. B. Monet, A. Rhodes, B. Riepe, S. Sell, R. Stone, F. Vrba, et R. Walker. The USNO-A2.0 Catalogue. *VizieR Online Data Catalog*, 1998.
- D. A. Montera, B. L. Ellerbroek, et J. M. Brown. Phase and slope screen generator for spatially and temporally correlated unlimited length sequences. In D. Bonaccini et R. K. Tyson, editors, *Adaptive Optical System Technologies*, volume 3353, pages 1070–1079. Proc. SPIE, Septembre 1998.
- W. W. Morgan. A Preliminary Classification of the Forms of Galaxies According to Their Stellar Population. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 70:364, Août 1958.
- W. W. Morgan. Preliminary Classification of the Forms of Galaxies According to Their Stellar Population. II. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 71:394, Octobre 1959.
- A. Naim, O. Lahav, R. J. Buta, H. G. Corwin, G. de Vaucouleurs, A. Dressler, J. P. Huchra, S. van den Bergh, S. Raychaudhury, L. Sodre, et M. C. Storrie-Lombardi. A comparative study of morphological classifications of APM galaxies. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 274:1107–1125, Juin 1995.
- R. J. Noll. Zernike polynomials and atmospheric turbulence. *J. Opt. Soc. Am.*, 66:207–211, Mars 1976.
- S. C. Odewahn, S. H. Cohen, R. A. Windhorst, et N. S. Philip. Automated Galaxy Morphology: A Fourier Approach. *Astrophys. J.*, 568:539–557, Avril 2002.

- J. B. Oke et J. E. Gunn. Secondary standard stars for absolute spectrophotometry. *Astrophys. J.*, 266:713–717, Mars 1983.
- J. E. Oti, V. F. Canales, et M. P. Cagigal. Analysis of the signal-to-noise ratio in the optical differentiation wavefront sensor of the Fourier transform. *Optics Express*, 11:2783–2790, Octobre 2003.
- L. Pasquini, G. Avila, E. Allaert, P. Ballester, P. Biereichel, B. Buzzoni, C. Cavadore, H. Dekker, B. Delabre, F. Ferraro, V. Hill, A. Kaufer, H. Kotzlowski, J. Lizon, A. Longinotti, S. Moureau, R. Palsa, et S. Zaggia. FLAMES: a multi-object fiber facility for the VLT. In M. Iye et A.F. Morwood, editors, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, volume 4008, pages 129–140. Proc. SPIE, Août 2000.
- F. Patat. UBVRI night sky brightness during sunspot maximum at ESO-Paranal. *Astron. Astrophys.*, 400:1183–1198, Mars 2003.
- J. A. Peacock. *Cosmological physics*. Cambridge University Press, 1999.
- R. Pello, J. M. Miralles, J.-F. Le Borgne, J.-P. Picat, G. Soucail, et G. Bruzual. Identification of a high redshift cluster. in the field of Q2345+007 through deep BRIJK' photometry. *Astron. Astrophys.*, 314:73–86, Octobre 1996.
- U. Pen. Analytical Fit to the Luminosity Distance for Flat Cosmologies with a Cosmological Constant. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 120:49–50, Janvier 1999.
- M. D. Perrin, A. Sivaramakrishnan, R. B. Makidon, B. R. Oppenheimer, et J. R. Graham. The Structure of High Strehl Ratio Point-Spread Functions. *Astrophys. J.*, 596:702–712, Octobre 2003.
- A. C. Phillips, R. Guzman, J. Gallego, D. C. Koo, J. D. Lowenthal, N. P. Vogt, S. M. Faber, et G. D. Illingworth. The Nature of Compact Galaxies in the Hubble Deep Field. I. Global Properties. *Astrophys. J.*, 489:543, Novembre 1997.
- L. A. Poyneer, D. T. Gavel, et J. M. Brase. Fast wave-front reconstruction in large adaptive optics systems with use of the Fourier transform. *J. Opt. Soc. Am. A*, 10:2100–2111, Octobre 2002.
- L. A. Poyneer et B. Macintosh. Spatially filtered wave-front sensor for high-order adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 21:810–819, Mai 2004.
- L. A. Poyneer, M. Troy, B. Macintosh, et D. T. Gavel. Experimental validation of Fourier-transform wave-front reconstruction at the Palomar Observatory. *Opt. Lett.*, 28:798–800, Mai 2003.
- W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, et B. P. Flannery. *Numerical recipes in C. The art of scientific computing. 2nd ed.* Cambridge University Press, 1992.
- J.-L. Prieur, G. Daigne, et R. Avila. SCIDAR measurements at Pic du Midi. *Astron. Astrophys.*, 371:366–377, Mai 2001.
- R. Ragazzoni. Pupil plane wavefront sensing with an oscillating prism. *J. Mod. Opt.*, 43:289–293, 1996.
- R. Ragazzoni. Adaptive optics for giant telescopes: NGS vs. LGS. In *Proceedings of the Backaskog workshop on extremely large telescopes*, page 175, 2000.
- R. Ragazzoni, E. Diolaiti, J. Farinato, E. Fedrigo, E. Marchetti, M. Tordi, et D. Kirkman. Multiple field of view layer-oriented adaptive optics. Nearly whole sky coverage on 8 m class telescopes and beyond. *Astron. Astrophys.*, 396:731–744, Décembre 2002a.
- R. Ragazzoni, E. Diolaiti, et E. Vernet. A pyramid wavefront sensor with no dynamic modulation. *Opt. Commun.*, 208:51–60, 2002b.
- R. Ragazzoni et J. Farinato. Sensitivity of a pyramidal Wave Front sensor in closed loop Adaptive Optics. *Astron. Astrophys.*, 350:L23–L26, Octobre 1999.
- R. Ragazzoni, J. Farinato, et E. Marchetti. Adaptive optics for 100-m-class telescopes: new challenges require new solutions. In P. L. Wizinowich, editor, *Adaptive Optical Systems Technology*, volume 4007, pages 1076–1087. Proc. SPIE, Juillet 2000a.

- R. Ragazzoni, E. Marchetti, et F. Rigaut. Modal tomography for adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 342:L53–L56, Février 1999.
- R. Ragazzoni, E. Marchetti, et G. Valente. Adaptive-optics corrections available for the whole sky. *Nature*, 403:54–56, Janvier 2000b.
- D. Ren et J. Allington-Smith. On the Application of Integral Field Unit Design Theory for Imaging Spectroscopy. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 114:866–878, Août 2002.
- F. Rigaut. Ground Conjugate Wide Field Adaptive Optics for the ELTs. In E. Vernet, R. Ragazzoni, S. Esposito, et N. Hubin, editors, *Beyond conventional adaptive optics*, pages 11–18, 2002.
- F. Rigaut et E. Gendron. Laser guide star in adaptive optics - The tilt determination problem. *Astron. Astrophys.*, 261:677–684, Août 1992.
- F. Rigaut, P. Kern, P. Lena, G. Rousset, J. C. Fontanella, J. P. Gaffard, et F. Merkle. Adaptive optics on a 3.6-m telescope - Results and performance. *Astron. Astrophys.*, 250:280–290, Octobre 1991.
- François Rigaut. *Applications de l'Optique Adaptative en Astronomie*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1992.
- M. S. Roberts et M. P. Haynes. Physical Parameters along the Hubble Sequence. *Annual Reviews Astron. Astrophys.*, 32:115–152, 1994.
- A. C. Robin, C. Reylé, S. Derrière, et S. Picaud. A synthetic view on structure and evolution of the Milky Way. *Astron. Astrophys.*, 409:523–540, Octobre 2003.
- F. Roddier. The Effects of Atmospheric Turbulence in Optical Astronomy. *Prog. Optics*, 19:281–376, 1981.
- F. Roddier. Curvature sensing and compensation: a new concept in adaptive optics. *Appl. Opt.*, 27: 1223–1225, 1988.
- F. Roddier. *Adaptive optics in astronomy*. Cambridge University Press, 1999.
- N. Roddier. Atmospheric wavefront simulation using Zernike polynomials. *Opt. Eng.*, 29:1174–1180, Octobre 1990.
- P. Rousselot, C. Lidman, J.-G. Cuby, G. Moreels, et G. Monnet. Night-sky spectral atlas of OH emission lines in the near-infrared. *Astron. Astrophys.*, 354:1134–1150, Février 2000.
- G. Rousset, J. C. Fontanella, P. Kern, P. Gigan, et F. Rigaut. First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 230:L29–L32, Avril 1990.
- G. Rousset, F. Lacombe, P. Puget, N. N. Hubin, E. Gendron, T. Fusco, R. Arsenault, J. Charton, P. Feautrier, P. Gigan, P. Y. Kern, A. Lagrange, P. Madec, D. Mouillet, D. Rabaud, P. Rabou, E. Stadler, et G. Zins. NAOS, the first AO system of the VLT: on-sky performance. In P. L. Wizinowich et D. Bonaccini, editors, *Adaptive Optical System Technologies II*, volume 4839, pages 140–149. Proc. SPIE, Février 2003.
- Gérard Rousset. Wave-front sensors. In F. Roddier, editor, *Adaptive optics in astronomy*, pages 91–130. Cambridge University Press, 1999.
- E. E. Salpeter. The Luminosity Function and Stellar Evolution. *Astrophys. J.*, 121:161, Janvier 1955.
- M. Sarazin et F. Roddier. The ESO differential image motion monitor. *Astron. Astrophys.*, 227: 294–300, Janvier 1990.
- M. Schöck, D. Le Mignant, G. A. Chanan, P. L. Wizinowich, et M. A. van Dam. Atmospheric turbulence characterization with the Keck adaptive optics systems. I. Open-loop data. *Appl. Opt.*, 42:3705–3720, Juillet 2003.
- R. Schödel, T. Ott, R. Genzel, R. Hofmann, M. Lehnert, A. Eckart, N. Mouawad, T. Alexander, M. J. Reid, R. Lenzen, M. Hartung, F. Lacombe, D. Rouan, E. Gendron, G. Rousset, A.-M. Lagrange, W. Brandner, N. Ageorges, C. Lidman, A. F. M. Moorwood, J. Spyromilio, N. Hubin, et K. M. Menten. A star in a 15.2-year orbit around the supermassive black hole at the centre of the Milky Way. *Nature*, 419:694–696, Octobre 2002.

- D. Schade, S. J. Lilly, D. Crampton, R. S. Ellis, O. Le Fèvre, F. Hammer, J. Brinchmann, R. Abraham, M. Colless, K. Glazebrook, L. Tresse, et T. Broadhurst. Hubble Space Telescope Imaging of the CFRS and LDSS Redshift Surveys. III. Field Elliptical Galaxies at $0.2 < z < 1.0$. *Astrophys. J.*, 525:31–46, Novembre 1999.
- D. Schade, S. J. Lilly, D. Crampton, F. Hammer, O. Le Fevre, et L. Tresse. Canada-France Redshift Survey: Hubble Space Telescope Imaging of High-Redshift Field Galaxies. *Astrophys. J.*, 451:L1+, Septembre 1995.
- D. Schade, S. J. Lilly, O. Le Fevre, F. Hammer, et D. Crampton. Canada-France Redshift Survey. XI. Morphology of High-Redshift Field Galaxies from High-Resolution Ground-based Imaging. *Astrophys. J.*, 464:79, Juin 1996.
- Marc Sechaud. Wave-front compensation devices. In F. Roddier, editor, *Adaptive optics in astronomy*, pages 57–90. Cambridge University Press, 1999.
- J. L. Sersic. *Atlas de galaxies australes*. Cordoba, Argentina: Observatorio Astronomico, 1968, 1968.
- S. B. Shaklan. *Multiple Beam Correlation Using Single-Mode Fiber Optics with Application to Interferometric Imaging*. Thèse de doctorat, Université d'Arizona, 1989.
- H. Shapley et J. S. Paraskevopoulos. Galactic and Extragalactic Studies, III. Photographs of Thirty Southern Nebulae and Clusters. *Proceedings of the National Academy of Science*, 26:31–36, Janvier 1940.
- R. M. Sharples, R. Bender, R. Hofmann, R. Genzel, et R. J. Ivison. KMOS: an infrared multi-integral field spectrograph for the VLT. In M. Iye et A. F. M Moorwood, editors, *Instrument Design and Performance for Optical/Infrared Ground-based Telescopes*, volume 4841, pages 1562–1571. Proc. SPIE, Mars 2003.
- K. Sheth, K. Menendez-Delmestre, N. Scoville, T. Jarrett, L. E. Strubbe, M. W. Regan, E. Schinnerer, et D. Block. Using Bars As Signposts of Galaxy Evolution at High and Low Redshifts. In "Penetrating Bars through Masks of Cosmic Dust: The Hubble Tuning Fork strikes a New Note, *astro-ph/0407322*", 2004.
- K. Sheth, M. W. Regan, N. Z. Scoville, et L. E. Strubbe. Barred Galaxies at $z \lesssim 0.7$: NICMOS Hubble Deep Field-North Observations. *Astrophys. J., Lett.*, 592:L13–L16, Juillet 2003.
- L. Simard, C. N. A. Willmer, N. P. Vogt, V. L. Sarajedini, A. C. Phillips, B. J. Weiner, D. C. Koo, M. Im, G. D. Illingworth, et S. M. Faber. The DEEP Groth Strip Survey. II. Hubble Space Telescope Structural Parameters of Galaxies in the Groth Strip. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, 142: 1–33, Septembre 2002.
- C. C. Steidel, A. E. Shapley, M. Pettini, K. L. Adelberger, D. K. Erb, N. A. Reddy, et M. P. Hunt. A Survey of Star-forming Galaxies in the $1.4 < z < 2.5$ Redshift Desert: Overview. *Astrophys. J.*, 604:534–550, Avril 2004.
- E. Steinbring, S. M. Faber, S. Hinkley, B. A. Macintosh, D. Gavel, E. L. Gates, J. C. Christou, M. Le Louarn, L. M. Raschke, S. A. Severson, F. Rigaut, D. Crampton, J. P. Lloyd, et J. R. Graham. Characterizing the Adaptive Optics Off-Axis Point-Spread Function. I. A Semiempirical Method for Use in Natural Guide Star Observations. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 114:1267–1280, Novembre 2002.
- E. Steinbring, A. J. Metevier, S. A. Norton, L. M. Raschke, D. C. Koo, S. M. Faber, C. N. A. Willmer, J. E. Larkin, et T. M. Glassman. Keck Adaptive Optics Imaging of $0.5 < z < 1$ Field Galaxies from the Hubble Space Telescope Archive. *Astrophys. J., Suppl. Ser.*, *accepté (astro-ph/0407242)*, 2004.
- N. Takato et I. Yamaguchi. Spatial correlation of Zernike phase-expansion coefficients for atmospheric turbulence with finite outer scale. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12:958–963, Mai 1995.
- M. Tallon et R. Foy. Adaptive telescope with laser probe - Isoplanatism and cone effect. *Astron. Astrophys.*, 235:549–557, Août 1990.
- G. I. Taylor. The spectrum of turbulence. *Proc. R. Soc. London, Ser. A*, 164:476, 1938.

- A. Tokovinin. From Differential Image Motion to Seeing. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 114:1156–1166, Octobre 2002.
- A. Tokovinin, V. Kornilov, N. Shatsky, et O. Voziakova. Restoration of turbulence profile from scintillation indices. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 343:891–899, Août 2003.
- A. Tokovinin, M. Le Louarn, E. Viard, N. Hubin, et R. Conan. Optimized modal tomography in adaptive optics. *Astron. Astrophys.*, 378:710–721, Novembre 2001.
- A. Tokovinin et E. Viard. Limiting precision of tomographic phase estimation. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18:873–882, Avril 2001.
- L. Tresse et S. J. Maddox. The H alpha Luminosity Function and Star Formation Rate at Z approximately 0.2. *Astrophys. J.*, 495:691, Mars 1998.
- R. B. Tully et J. R. Fisher. A new method of determining distances to galaxies. *Astron. Astrophys.*, 54:661–673, Février 1977.
- S. van den Bergh. A Preliminary Luminosity Classification for Galaxies of Type Sb. *Astrophys. J.*, 131:558, Mai 1960a.
- S. van den Bergh. A Preliminary Luminosity Classification of Late-Type Galaxies. *Astrophys. J.*, 131:215, Janvier 1960b.
- S. van den Bergh. A reclassification of the northern Shapley-Ames galaxies. *Publications of the David Dunlap Observatory*, 2:159–199, 1960c.
- S. van den Bergh. The Evolution of Galaxy Morphology for Galaxies in the Canada-France Redshift Survey. *Astron. J.*, 122:621–628, Août 2001.
- S. van den Bergh. Ten Billion Years of Galaxy Evolution. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 114:797–802, Août 2002.
- S. van den Bergh, R. G. Abraham, R. S. Ellis, N. R. Tanvir, B. X. Santiago, et K. G. Glazebrook. A Morphological Catalog of Galaxies in the Hubble deep Field. *Astron. J.*, 112:359, Août 1996.
- S. van der Bergh. *Galaxy Morphology and Classification*. Cambridge University Press, 1999.
- P. G. van Dokkum et R. S. Ellis. On the Assembly History of Early-Type Galaxies in the Hubble Deep Field-North. *Astrophys. J., Lett.*, 592:L53–L57, Août 2003.
- C. Vanderriest. A fiber-optics dissector for spectroscopy of nebulosities around quasars and similar objects. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 92:858–862, Décembre 1980.
- E. Vanzella, S. Cristiani, A. Fontana, M. Nonino, S. Arnouts, E. Giallongo, A. Grazian, G. Fasano, P. Popesso, P. Saracco, et S. Zaggia. Photometric redshifts with the Multilayer Perceptron Neural Network: Application to the HDF-S and SDSS. *Astron. Astrophys.*, 423:761–776, Août 2004.
- Jean-Pierre Véran. *Estimation de la réponse impulsionnelle et restauration d'image en optique adaptative. Application au système d'optique adaptative du télescope Canada-France-Hawaii*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure des Telecommunications, 1997.
- J. Vernin et C. Munoz-Tunon. Measuring astronomical seeing: The DA/IAC DIMM. *Publ. Astron. Soc. Pac.*, 107:265–272, Mars 1995.
- N. P. Vogt, T. Herter, M. P. Haynes, et S. Courteau. The Rotation Curves of Galaxies at Intermediate Redshift. *Astrophys. J., Lett.*, 415:L95+, Octobre 1993.
- E. P. Wallner. Optimal wave-front correction using slope measurements. *J. Opt. Soc. Am.*, 73:1771, Décembre 1983.
- J. Y. Wang et J. K. Markey. Modal compensation of atmospheric turbulence phase distortion. *J. Opt. Soc. Am.*, 68:78–87, Janvier 1978.
- M. R. Whiteley, B. M. Welsh, et M. C. Roggemann. Optimal modal wave-front compensation for anisoplanatism in adaptive optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 15:2097–2106, Août 1998.
- R. E. Williams, S. Baum, L. E. Bergeron, N. Bernstein, B. S. Blacker, B. J. Boyle, T. M. Brown, C. M. Carollo, S. Casertano, R. Covarrubias, D. F. de Mello, M. E. Dickinson, B. R. Espey, H. C.

- Ferguson, A. Fruchter, J. P. Gardner, A. Gonnella, J. Hayes, P. C. Hewett, I. Heyer, R. Hook, M. Irwin, D. Jones, M. E. Kaiser, Z. Levay, A. Lubenow, R. A. Lucas, J. Mack, J. W. MacKenty, P. Madau, R. B. Makidon, C. L. Martin, L. Mazzuca, M. Mutchler, R. P. Norris, B. Perriello, M. M. Phillips, M. Postman, P. Royle, K. Sahu, S. Savaglio, A. Sherwin, T. E. Smith, M. Stiavelli, N. B. Suntzeff, H. I. Teplitz, R. P. van der Marel, A. R. Walker, R. J. Weymann, M. S. Wiggs, G. M. Williger, J. Wilson, N. Zacharias, et D. R. Zurek. The Hubble Deep Field South: Formulation of the Observing Campaign. *Astron. J.*, 120:2735–2746, Décembre 2000.
- R. E. Williams, B. Blacker, M. Dickinson, W. V. D. Dixon, H. C. Ferguson, A. S. Fruchter, M. Giavalisco, R. L. Gilliland, I. Heyer, R. Katsanis, Z. Levay, R. A. Lucas, D. B. McElroy, L. Petro, M. Postman, H. Adorf, et R. Hook. The Hubble Deep Field: Observations, Data Reduction, and Galaxy Photometry. *Astron. J.*, 112:1335, Octobre 1996.
- R. W. Wilson. SLODAR: measuring optical turbulence altitude with a Shack-Hartmann wavefront sensor. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 337:103–108, Novembre 2002.
- D. M. Winker. Effect of a finite outer scale on the Zernike decomposition of atmospheric optical turbulence. *J. Opt. Soc. Am. A*, 8:1568–1573, Octobre 1991.
- F. Zamkotsian, A. Liotard, P. Lanzoni, G. Morgeaux, H. Camon, N. Fabre, V. P. M. ConédéRa, F. Hammer, F. Sayède, E. Gendron, F. Assémat, P. Laporte, M. Marteaud, T. Fusco, J.-M. Conan, F. Zamkotsian, et A. Liotard. Micro-Deformable Mirrors (MOEMS technology) for Adaptive Optics. In *SF2A-2003: Semaine de l'Astrophysique Française*, page 351, 2003.
- D. Zaritsky, A. I. Zabludoff, et J. A. Willick. Spectral Classification of Galaxies Along the Hubble Sequence. *Astron. J.*, 110:1602, Octobre 1995.
- X. Z. Zheng, F. Hammer, H. Flores, **F. Assémat**, et D. Pelat. HST/WFPC2 morphologies and color maps of distant luminous infrared galaxies. *Astron. Astrophys.*, 421:847–862, Juillet 2004.
- A. Ziad, J. Borgnino, F. Martin, J. Maire, et D. Mourard. Towards the monitoring of atmospheric turbulence model. *Astron. Astrophys.*, 414:L33–L36, Janvier 2004a.
- A. Ziad, R. Conan, A. Tokovinin, F. Martin, et J. Borgnino. From the Grating Scale Monitor to the Generalized Seeing Monitor. *Appl. Opt.*, 39:5415–5425, Octobre 2000.
- A. Ziad, M. Schöck, G. A. Chanan, M. Troy, R. Dekany, B. F. Lane, J. Borgnino, et F. Martin. Comparison of Measurements of the Outer Scale of Turbulence by Three Different Techniques. *Appl. Opt.*, 43:2316–2324, Avril 2004b.